République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université 8 Mai 1945 Guelma

Faculté des Sciences et de la Technologie (ST)
Département D'Électronique et Télécommunication
Laboratoire de Télécommunication (LT)

THÈSE

EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE DOCTORAT EN 3ème CYCLE

Domaine : **Science et Technologie** Filière : **Télécommunications**
Spécialité : **Télécommunications**

Présentée par

DRIOUCHE Youcef

Intitulée

Contribution à la réalisation de fonctions tout-optiques dédiées aux réseaux WDM transparents : dispositifs interférentiels flexibles en longueur d'onde pour la mise en forme d'impulsion laser

Soutenue le : 26-09-2022 Devant le Jury composé de :

Nom et Prénom	**Grade**		
REDADAA Salah	**Prof.**	Univ. 8 Mai 1945 Guelma	Président
HAMDI Rachid	**Prof.**	Univ. 8 Mai 1945 Guelma	Encadreur
GRAINI Leila	**M.C.A**	Univ. 8 Mai 1945 Guelma	Co-encadreur
BOUALLEG Ahcene	**Prof.**	Univ. 8 Mai 1945 Guelma	Examinateur
TOUAM Tahar	**Prof.**	Univ. Badji Mokhtar Annaba	Examinateur
BENKELFAT Badr-Eddine	**Prof.**	Télécom SudParis, France	Invité

Année Universitaire : 2021/2022

بسم الله الرحمن الرحيم

A ma Mère.

Remerciements

En tout premier lieu, je remercie le bon Dieu, tout puissant, de m'avoir donné la force pour survivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés. Je reconnais que rien ne peut se faire sans l'aide de Dieu.

Je dois une reconnaissance inestimable pour ma famille, pour leurs encouragements sans limites au travers de mes études, ainsi que pour leur support inébranlable. Ils ont su stimuler ma curiosité dès mon jeune âge, formant ainsi l'esprit scientifique que j'ai développé au fil du temps. C'est en grande partie grâce à leur amour et leur motivation que j'ai pu en arriver où je suis. Je souhaite toujours les avoir à mes côtés. Je vous remercie infiniment de vos sacrifices. Que DIEU les protège et les garde pour moi.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à mon directeur de thèse, Pr. Rachid Hamdi, pour son soutien et ses conseils tout au long de mon cursus. Un homme de science et de qualité. Sa capacité à m'encourager à trouver de nouvelles façons d'aborder un problème et à remettre en question ma compréhension, il m'a permis de devenir le chercheur que je suis aujourd'hui. Ce sont des qualités que je continuerai à cultiver tant sur le plan professionnel que personnel.

Je remercie également mon Co-directeur de thèse, Dr. Graini Leila, d'avoir suivi l'évolution de mon travail, pour sa disponibilité et la confiance qu'elle m'a accordée. J'ai profité pendant longtemps du savoir et du savoir-faire dont j'ai pu bénéficier au cours de nombreuses discussions. J'aimerais aussi la remercier pour l'autonomie qu'elle m'a accordée, et ses précieux conseils qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je remercie ensuite l'ensemble des membres du jury, qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir étudier avec attention mon travail : Pr. Redadaa Salah chef de laboratoire de télécommunication à l'université de Guelma pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider ce jury, Pr. Boualleg Ahcene Vice-doyen à la post-graduation de la Faculté des Sciences et de la Technologie à l'université de Guelma et Pr. Touam Tahar Doyen de la Faculté des Sciences à l'niversité Badji Mokhtar Annaba pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

J'exprime mes sincères remerciements au Dr. Abde Rezzaq Halassi, pour son encadrement et les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble tout au long de ce parcours. Ses conseils et ses encouragements m'ont permis de réaliser cette thèse dans de bonnes conditions.

Je remercie sincèrement Pr. Badr-Eddine Benkelfat membre du groupe optique et photonique, Département Electronique et Physique à Télécom SudParis-France pour sa disponibilité, son attention, sa générosité scientifique et pour ses conseils qui m'ont beaucoup aidé durant toute la période de cette thèse.

Afin de n'oublier personne, mes vifs remerciements s'adressent à tous ceux qui m'ont aidée de près ou de loin à la réalisation de cette modeste thèse.

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse vise à proposer une nouvelle approche pour mettre en œuvre un multiplicateur de fréquence d'impulsion basé sur l'effet d'auto-imagerie temporel en utilisant un filtre optique biréfringent. Le filtre proposé est constitué de *N* étages hybrides biréfringents placés entre un polariseur d'entrée et un analyseur. Un algorithme d'optimisation est utilisé pour déterminer les paramètres optogéométriques du système. Les résultats préliminaires pour les filtres biréfringents à 10, 12, 16 et 20 étages montrent une très grande fidélité pour la multiplication d'un taux d'impulsion d'entrée de 10 GHz par des facteurs de deux, quatre, six et huit, respectivement, sans déformer les propriétés des impulsions individuelles.

D'autre part, nous proposons une nouvelle méthode de synthèse pour la mise en forme d'impulsion laser en utilisant un façonneur biréfringent. Ce dispositif contient une série de *N* cristaux biréfringents identiques placés entre un polariseur d'entrée et de sortie. La méthode de synthèse commence par la théorie des systèmes linéaires invariants dans le temps pour déterminer les amplitudes optimales des impulsions au niveau du polariseur de sortie. Puis, nous appuyons sur le formalisme de Jones temporel pour obtenir l'angle de chaque cristal. La procédure de conception est démontrée pour un façonneur d'impulsions laser biréfringent à huit étages. Plusieurs exemples de profils d'impulsions de sortie prédéfinis sont donnés pour montrer le potentiel de la nouvelle méthode de synthèse proposée.

Mots-clés: Télécommunications Optiques, Filtres Biréfringents, Multiplication du taux de répétition des impulsions, Mise en forme d'impulsion laser.

Abstract

The work presented in this thesis aims to propose a new approach to implement a pulse rate multiplier based on the temporal self-imaging effect using a birefringent optical filter. The proposed filter contains *N*-stage hybrid birefringent crystals set between an input polarizer and an analyzer. An optimization algorithm is used to determine the opto-geometrical parameters of the filter. Preliminary results for 10-stage, 12-stage, 16-stage, and 20-stage birefringent filters show very high fidelity for multiplying a 10 GHz input pulse rate by factors of two, four, six, and eight, respectively, without distorting the individual pulse properties.

On the other hand, we propose a new synthesis method for laser pulse shaping using a birefringent shaper. This device contains a series of *N* identical birefringent crystals placed between an input and output polarizer. The synthesis method starts with the linear time-invariant system theory to determine the optimal amplitudes of the replica pulses at the output polarizer. Then, we rely on the temporal Jones matrix formalism to obtain the angle of each crystal. The design procedure is demonstrated for an eight-stage birefringent laser pulse shaper. Several examples of predefined output pulse profiles are given to show the potential of the proposed birefringent laser pulse shaper.

Keywords: Optical Telecommunications, Birefringent Filters, Pulse Repetition Rate Multiplication, Laser Pulse Shaping.

ملخص

يهدف العمل المقدم في هذه الأطروحة إلى اقتراح نهج جديد من أجل مضاعفة تردد الإشارات الضوئية الدورية في المجال الزمني بناءً على تأثير تالبوت الزمني باستخدام مرشحات ثنائية الانكسار. يحتوي المرشح المقترح على عدة مراحل بلورية هجينة بين مستقطب الإدخال ومحلل. يتم استخدام خوارزمية التحسين لتحديد الخصائص البصرية والهندسية للمرشح. تُظهر النتائج الأولية لمرشحات الانكسار ذات 10، 12، 16 و20 مرحلة دقة عالية جدًا لمضاعفة معدل نبضات إدخال 10 جيجا هرتز بعوامل اثنين وأربعة وستة وثمانية، على التوالي، دون تشويه خصائص النبضات الفردية.

من ناحية أخرى، نقترح طريقة جديدة لإعادة تشكيل نبضات الليزر باستخدام مرشح ثنائي الانكسار. يحتوي هذا الجهاز على سلسلة من البلورات ثنائية الانكسار متطابقة وموضوعة بين مستقطب الإدخال والإخراج. تعتمد طريقة التوليف الجديدة على نظرية النظام الخطي اللا متغير زمنيا لتحديد السعات المثلى لنبضات المتواجدة عند مستقطب الخرج. بعد ذلك، اعتمادا على مصفوفة جونز الزمنية يتم الحصول على زاوية كل بلورة. تم الحصول على نتائج الجهاز اعتمادا على ثمانية مراحل. تم إعطاء العديد من الأمثلة على نبضات ذات اشكال معينة ومحددة مسبقًا لإظهار إمكانيات الجهاز المقترح لإعادة تشكيل النبضات.

الكلمات المفتاحية: الاتصالات البصرية، مرشحات مزدوجة الانكسار، مضاعفة معدل تكرار النبضات، إعادة تشكيل نبضات الليزر.

Table des matières

Chapitre 2 : Effet Talbot Temporel

Chapitre 3 : Modèle mathématique et physique pour les structures biréfringentes

Liste des figures

Dans cette section, le lecteur trouvera la liste des figures mentionnés dans le manuscrit de thèse ainsi que leurs légendes respectives.

Chapitre 1

Chapitre 2

Chapitre 3

Chapitre 4

Chapitre 5

Liste des Tableaux

Dans cette section, le lecteur trouvera la liste des tableaux mentionnés dans le manuscrit de thèse ainsi que leurs légendes respectives.

Chapitre 3

Chapitre 4

Chapitre 5

Liste des acronymes

Dans cette section, le lecteur trouvera la liste des acronymes mentionnés dans le manuscrit de thèse.

CW	Continuous wave
FWHM	Full Width at Half Maximum
PRRM	Pulse Repetition Rate Multiplication
TSI	Temporal Self Imaging
OPS	Optical Pulse Shaping
SCG	Super Continuous Generation
HNLF	Highly Nonlinear Fiber
SPM	Self Phase Modulation
FWM	Four Wave Mixing
SSFBG	Super Structure Fiber Bragg Grating
EFRL	Erbium Fiber Ring Laser
WDM	Wavelength Division Multiplexing
SC	Slicing Spectrum
AWG	Arrayed Waveguide Grating
SMF	Single Mode Fibre
RZ	Retour à Zéro
XPM	Cross Phase Modulation
OTDM	Optical Time Division Multiplexing
DFB	Distributed Feed Back laser
DL	Delay Line
BER	Bit Error Rate

FM	Frequency Modulation
PC	Polarization Controller
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier
MUX	Multiplexer
FM	Frequency Modulator
LCFBG	Chirped Fiber Bragg Grating
BRCR	Base-Rate Clock Recover
SHCR	Sub-Harmonic Clock Recovery
GVD	Group Velocity Dispersion
RZ-OOK	Return-to-Zero On–Off-Keying
PRBS	Pseudo-Random Binary Sequence
LTI	Linear Time-Invariant
TTE	Temporal Talbot Effect
BPRM	Birefringent Pulse Rate Multiplier
GA	Genetic Algorithm
LCC	Liquid Crystal Cell
BP	Birefringent Plate
FSR	Free Spectral Range
RMSE	Root Mean Square Error
ITO	Indium-Tin-Oxide
PPLN	Periodically Poled Lithium Niobate
M–Z	Mach–Zehnder
BLPS	Birefringent Laser Pulse Shaper
PSO	Particle Swarm Optimization
MSE	Mean Square Error
OPD	Optical Path Difference

Introduction Générale

Une évolution importante des réseaux de télécommunications à fibre optique est l'introduction de fonctionnalités telles que la transparence et la flexibilité permettant une adaptabilité accrut des réseaux à un profil de trafic de plus en plus variable. Les réseaux optiques font largement appel au multiplexage en longueurs d'onde (WDM) et évoluent d'une architecture dite point-à-point, où tout le trafic est converti dans le domaine électrique à chaque nœud, vers une architecture maillée transparente ce qui nécessite de résoudre des nouveaux challenges dans la conception et l'ingénierie des réseaux optiques.

Les techniques et les fonctions "tout optique" permettent d'éviter le goulot d'étranglement de la bande passante lors des conversions optique-électrique-optique. Ils permettent également la transparence des systèmes et des réseaux optiques ainsi que la généralisation de l'utilisation de la longueur d'onde dans les réseaux multiplexés en longueur d'onde (WDM), en tant que dimension additionnelle. L'objectif principal à développer par les fonctions tout-optiques est la rapidité de traitement dans le contexte d'un trafic de données grandissant, les techniques optiques offrent l'avantage de pouvoir traiter directement les signaux optiques à des débits supérieurs aux 40 Gbit/s par canal sans avoir à les convertir en signaux électriques. En outre, ces conversions optique-électrique-optique, ont le désavantage de fonctionner pour un débit et un format de modulation donné, ce qui peut limiter significativement la flexibilité du réseau.

Le présent travail de cette thèse, reparti sur plusieurs chapitres, a pour but de présenter une étude détaillée des méthodes "tout-optique". En particulier, dans cette thèse, nous explorons la possibilité d'utiliser des techniques linéaires passives/actives pour le traitement du signal optique en termes de multiplication de fréquence de signaux périodiques dans le domaine temporel et leur mise en forme en se basent sur des filtres optiques biréfringents.

Pour lever ce verrou, il nous a semblé utile de s'intéresser aux algorithmes de synthèse des filtres basés sur l'analyse temporelle, au sens traitement du signal, de la réponse impulsionnelle des filtres biréfringents permettant de réaliser des fonctions de transmission de formes quelconques. L'analyse de ces algorithmes de synthèse fait l'objet du troisième chapitre. Dans le quatrième et cinquième chapitre du manuscrit, nous assistons à une

présentation des nouvelles méthodes pour la synthèse des filtres biréfringents pour la multiplication de fréquence des signaux périodique dans le domaine temporel et leur mise en forme en se basant sur les algorithmes d'optimisation. Les résultats ainsi obtenus montrent une excellente concordance avec ceux développés dans la littérature.

Chapitre 1

État de l'art et motivation

1.1 Introduction

L'invention du laser dans les laboratoires de recherche d'Hughes à Malibu a marqué le début d'un nouvel âge des technologies [1]. Contrairement à la prédiction primitive selon laquelle un laser était "une solution à la recherche d'un problème", les lasers sont devenus omniprésents dans la société moderne car ils jouent un rôle important dans notre vie quotidienne, pour des applications civiles et de défense, pour la recherche scientifique, etc. Les lasers peuvent être classés selon leur mode de fonctionnement en lasers à ondes continues (CW) ou pulsées, selon que la puissance optique de sortie est délivrée de manière continue dans le temps ou seulement à des périodes régulières mais courtes. Chacun de ces types de lasers est dédié à un ensemble différent d'applications. Pour donner une référence rapide sur l'état de l'art, en 2015, Lockheed Martin a produit une arme mobile à laser CW avec une puissance de faisceau unique de 30 kW qui est suffisamment puissante pour détruire un camion, et ils ont doublé avec succès la puissance de sortie à 58 kW en 2017 [2].

D'autre part, la génération d'impulsions lumineuses de la plus courte durée possible continue de susciter un grand intérêt, tant du point de vue fondamental qu'appliqué. En général, les impulsions optiques dont la durée de la largeur totale à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM)[1] de l'intensité est de l'ordre de la picoseconde (10-12 ps) ou moins sont considérées comme des impulsions ultrabrèves (ou ultrarapides). L'une des caractéristiques uniques d'un laser à impulsions ultrarapides est son caractère temporel rapide intrinsèque (c'est-à-dire sa largeur de la bande passante), qui permet une

[1]**FWHM,** Dans le domaine temporel, une impulsion a une puissance optique P (énergie par unité de temps) qui n'est appréciable que dans un court intervalle de temps et qui est proche de zéro à tous les autres moments. La durée de l'impulsion τp est souvent définie comme la largeur totale à mi-hauteur (FWHM), c'est-à-dire la largeur de l'intervalle de temps dans lequel la puissance est au moins égale à la moitié de la puissance de crête.

résolution temporelle/spatiale très élevée pour l'observation et l'excitation de processus microscopiques (physiques) rapides dans des matériaux à l'état solide, chimiques et biologiques [3-6]. La dynamique des électrons et des phonons dans les semi-conducteurs a été l'un des premiers phénomènes physiques à être étudié à l'aide du laser femtoseconde [7]. La largeur de la bande passante intrinsèque à une impulsion optique peut également être exploitée pour des applications de communication et de traitement de l'information à très haut débit [8-10]. De plus, les lasers à impulsions focalisées peuvent produire des pics d'intensité extrêmement élevés pendant une courte durée, donnant l'accès à de puissants phénomènes optiques non linéaires, qui peuvent être utilisés pour les télécommunications, le traitement des matériaux et les applications biomédicales, entre autres [3-12]. Les applications des lasers à impulsions ultrarapides sont décrites plus en détail dans la littérature [3-7,9-12]. Un laser pulsé génère généralement un train de courtes impulsions optiques individuelles se répétant périodiquement à un rythme fixe. Grâce à l'analyse de Fourier[2], un tel train d'impulsions peut être décrit mathématiquement comme une superposition cohérente d'ondes quasi-monochromatiques dont les fréquences sont également espacées dans le spectre optique avec une différence de phase approximativement constante (ou linéaire). Une onde lumineuse est cohérente dans le temps lorsque la relation de phase est déterministe entre les composantes fréquentielles constitutives, ce qui permet d'observer des franges d'interférence le long de l'axe du temps, ce qui peut conduire à la formation de pics d'énergie lorsque les composantes fréquentielles associées interfèrent de manière constructive. Pour une durée d'impulsion plus courte, les ondes constitutives présentent une gamme spectrale plus large, et vice-versa. Les impulsions ultrarapides sont généralement générées par des lasers à verrouillage de mode. Les progrès de la technique permettent aux lasers à verrouillage de mode d'être capables d'émettre des impulsions courtes sur une gamme relativement large de durées, allant de dizaines de picosecondes à moins de quelques femtosecondes, tout en étant facilement disponibles sur une large gamme de longueurs d'onde, y compris les longueurs d'onde de la largeur de bande typique des télécommunications optiques (longueurs d'onde autour de 1550 nm) [6,9,10,12].

Pour de nombreuses applications pratiques, les spécifications de la source de lumière ultrarapide (par exemple, la durée, la forme ou l'énergie de l'impulsion) devront être contrôlées de manière efficace et bien définie. Cela a conduit au développement des

[2]**Joseph Fourier (**1768-1830), un mathématicien et physicien français connu pour avoir initié l'étude des séries de Fourier, qui se sont ensuite développées en analyse de Fourier et en analyse harmonique. La transformée de Fourier et la loi de la conduction de Fourier sont également nommées en son honneur.

techniques de mise en forme des impulsions optiques (Optical Pulse Shaping, OPS), une technologie clée pour l'optique et la science ultrarapides.

En général, l'OPS consiste à synthétiser la variation d'amplitude et/ou de phase d'une source optique à large bande à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel. Cela permet de synthétiser avec précision la forme temporelle des impulsions optiques, ce qui permet de générer des formes d'onde ultrarapides personnalisées selon les spécifications de l'utilisateur, avec des durées typiques allantes de la picoseconde à la femtoseconde.

D'autre part, la génération de trains d'impulsions optiques à haute fréquence de répétition présente un grand intérêt pour les communications optiques à haut débit, les systèmes informatiques optiques et la génération de formes d'ondes optiques et micro-ondes [13,14]. Une méthode intéressante pour générer des trains d'impulsions optiques à haut débit de répétition consiste à multiplier le débit de répétition d'un train d'impulsions à faible fréquence de répétition dans le domaine optique plutôt qu'électroniquement, ce qui permet de surmonter les limitations de la bande passante de l'électronique à haut débit [15-20]. Parmi les techniques de multiplication de la fréquence de répétition des impulsions (pulse repetition rate multiplication, PRRM) précédemment démontrées, l'approche basée sur l'auto-imagerie temporelle (temporal self-imaging, TSI) ou l'effet Talbot[3] [19,20] qui a attiré beaucoup d'attention au fil des années. Cette approche permet de multiplier le débit d'un train d'impulsions optiques, sans déformer les caractéristiques des impulsions individuelles, simplement par un filtrage de phase spectrale approprié. De plus, cette méthode offre (i) une efficacité énergétique accrue, puisque fondamentalement aucune énergie n'est perdue par le filtrage de la phase seul, et (ii) la capacité d'atténuer le bruit d'amplitude et de phase présent dans le train d'impulsions d'entrée, une capacité qui est intrinsèque à l'utilisation de la dispersion.

Dans cette thèse, nous nous concentrons sur les méthodes OPS, qui permettent de synthétiser une forme d'onde d'intensité de sortie désirable, et aussi, l'augmentation de la fréquence de répétition d'une séquence d'impulsions périodiques données par l'effet Talbot temporel. Ces méthodes (OPS, TSI) ont été réalisées à base des filtres biréfringents. Cette réalisation sera examinée plus en détail dans **les chapitres 4 et 5.**

[3]**William Henry Fox Talbot** (1800-1877), un mathématicien et physicien britannique, connu pour découvrir le phénomène de l'auto-imagerie. Par examinait des réseaux de diffraction éclairer par une lumière blanche à l'aide d'une loupe, il a constaté que l'image du réseau se répétait même lorsqu'il a déplacé la lentille hors du foyer.

1.2 Avantages et applications de l'OPS

Dans cette section, nous montrons en détail certains travaux qui ont été réalisés expérimentalement. Ces travaux sont portés sur des profils d'impulsions particuliers nécessitant par conséquent leur mise en forme temporelle. À titre d'exemple, les impulsions laser temporelles qui ont une forme parabolique avec un chirp[4] linéaire, et qui peuvent être utilisées pour générer des spectres ultraplats. Pareillement, les impulsions de forme en Dent de Scie sont fortement demandées dans beaucoup d'applications, à savoir le multiplexage à insertion extraction dans le domaine temporel et la conversion de longueurs d'onde afin d'éviter le blocage de ces dernières et permettent une grande flexibilité dans la conception des réseaux optiques.

1.2.1 Spectre ultra-plat à l'aide d'impulsions paraboliques et leur application

Les progrès récents dans les techniques de génération de spectre super continuum (SCG) de haute qualité dans les fibres optiques ont permis une large gamme d'application, notamment la tomographie par cohérence optique [21], la mesure des fréquences optiques [22] et les systèmes de communication optiques à multiplexage en longueur d'onde dense (Dense wavelength division multiplexing, DWDM[5]) basée sur le découpage spectral [23]. Pour de nombreuses applications, il est essentiel d'optimiser la densité spectrale pour une puissance de pompage donnée tout en maintenant un profil spectral plat, tandis que pour d'autres, le maintien d'un haut degré de cohérence est une préoccupation majeure.

Des spectres larges peuvent être générés dans les deux régimes de dispersion[6] en lançant des impulsions courtes dans la fibre hautement non linéaire (Highly Non Linear Fiber, HNLF). Les fibres à dispersion anormale fournissent généralement les facteurs d'élargissement les plus élevés [24] résultant de l'interaction complexe entre divers effets non linéaires tels que l'automodulation de phase (self-phase modulation SPM[7]), et le mélange à quatre ondes (Four-wavemixing, FWM[8]). Dans les fibres à dispersion anormale, la

[4]**Chirp,** Le chirp temporel d'une impulsion lumineuse est généralement compris comme la variation de fréquence par rapport au temps, définie par la dérivée de premier ordre d'un profil de phase temporel en fonction du temps.

[5]**DWDM,** est un système de réseau moderne qui utilise un espacement étroit entre les canaux (50 GHz ou 25 GHz).

[6]**Dispersion,** est le phénomène affectant une onde se propageant dans un milieu dit « dispersif », c'est-à-dire dans lequel les différentes longueurs d'onde constituant l'onde ne se propagent pas à la même vitesse.

[7]**SPM,** Une impulsion lumineuse ultracourte intense se propage dans un milieu non linéaire, elle induira une variation de l'indice de réfraction du milieu en raison de l'effet Kerr. Cette variation de l'indice de réfraction produit une phase temporelle de l'impulsion, qui conduit à une modification spectrale de l'impulsion.

[8]**FWM,** est un phénomène d'intermodulation en optique non linéaire, par lequel les interactions entre deux ou trois longueurs d'onde produisent deux ou une nouvelle longueur d'onde.

combinaison de la dispersion et de l'automodulation de phase permettre de générer des spectres plus plats [23]. Les principales limites à la qualité spectrale des impulsions dans ce régime sont l'ondulation spectrale. Cette limite est due à la SPM des impulsions en forme de sécante hyperbolique (sech) (caractéristiques de nombreux lasers à impulsions courtes) et les effets du bris d'onde qui peuvent entraîner un changement important de la forme temporelle de l'impulsion et un transfert important d'énergie dans les extrémités du spectre. Ces effets peuvent en principe être évités en utilisant des impulsions ayant un profil d'intensité temporel parabolique [25]. La SPM induit un chirp parfaitement linéaire pour une telle forme d'impulsion, ce qui signifie que les impulsions paraboliques conservent leur forme parabolique lorsqu'elles se propagent dans une fibre non linéaire, ce qui donne des impulsions spectralement plates et hautement cohérentes. Cependant, la question de savoir comment générer de manière fiable des impulsions paraboliques reste un problème majeur. Jusqu'à présent, il a été démontré que des impulsions paraboliques peuvent être générées dans certaines conditions dans des amplificateurs à fibre optique à dispersion normale, en exploitant l'interaction entre le gain, la non-linéarité et la dispersion. La génération d'impulsions paraboliques est également possible en exploitant l'évolution non linéaire des impulsions dans une fibre à dispersion normale avec dispersion décroissante [26]. Bien que la génération d'impulsions paraboliques de bonne qualité soit en principe possible en utilisant chacune des approches ci-dessus, elles constituent toutes des systèmes relativement longs et complexes. Cependant, dans d’autres travaux, il a été démontré une source d'impulsions paraboliques compacte et simple basée sur le façonnage des impulsions à l'aide d'un réseau de Bragg à fibres à superstructure (Super Structure Fiber Bragg Grating, SSFBG) [27]. Le SSFBG applique un filtrage spectral précis à l'amplitude et à la phase de l’impulsion incidente, de sorte que, après la réflexion, les impulsions aient une forme parabolique.

La figure 1.1 montre le montage expérimental qui permet de présenter la performance de l'élargissement spectral induit par la SPM pour différentes formes et largeurs d'impulsion. L'émetteur est basé sur un laser en anneau à fibre d'erbium à verrouillage de mode actif (erbium fiber ring laser, EFRL) qui produit un train d'impulsions de 2 ps avec une fréquence de répétition de 5 GHz à une longueur d'onde de 1542 nm. Ces impulsions ont ensuite été utilisées comme entrées du façonneur d'impulsions paraboliques formé par un SSFBG. Le réseau a été conçu pour produire des impulsions formées avec une enveloppe parabolique et une FWHM de 10 ps.

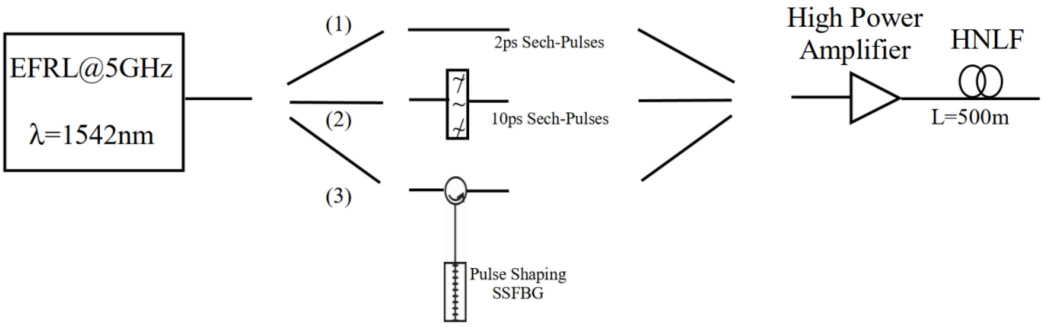


Fig. 1.1. Montage expérimental du spectre ultra-plat à l'aide d'impulsions paraboliques [28].

La comparaison des performances de ces impulsions a été faite à celles d'impulsions sech presque à la limite de Fourier[9] avec une FWHM de 2 ps et 10 ps, obtenue soit directement de la source laser, soit après filtrage avec un filtre de cavité à bande étroite respectivement (Fig. 1.1). De la Fig. 1.2.(a)-(b), les premières impulsions sech de 2 ps subissent le plus grand élargissement spectral (~33 nm pour le niveau d'énergie le plus élevé de 100 pJ). Cependant, dès que les niveaux d'énergie augmentent, les effets de rupture d'onde deviennent sévères, la moitié seulement de l'énergie reste dans la partie centrale du spectre. Les impulsions sech de 10ps ne présentent pas un tel transfert d'énergie vers les extrémités spectrales, plus de 90% de l'énergie restant dans la largeur de bande de 3dB. Leurs spectres s'élargissent presque linéairement avec l'augmentation de l'énergie d'impulsion, atteignant ~17nm pour la plus haute énergie d'impulsion considérée (100 pJ). En revanche, les impulsions paraboliques de 10 ps s'élargissent jusqu'à ~29nm pour une énergie d'impulsion de 100pJ (similaires au cas de sech de 2 ps). Cependant, dans ce cas, la plupart de l'énergie (~92%) est confinée dans la largeur de bande centrale de 3dB du spectre, comme dans le cas des impulsions sech de 10 ps. Par ces résultats, nous pouvons conclure que les impulsions paraboliques fournies par le SSFBG offrent d'excellentes performances en termes de densités spectrales plus élevées et plus uniformes sur des plages de longueurs d'onde étendues par rapport aux autres impulsions. Cela peut offrir des avantages significatifs en termes de maximisation du débit total dans les applications de découpage spectral, comme nous le montrerons par la suite.

[9]**limite de Fourier,** Une impulsion à la limite de Fourier a la durée d'impulsion temporelle la plus courte pour un spectre optique donné.

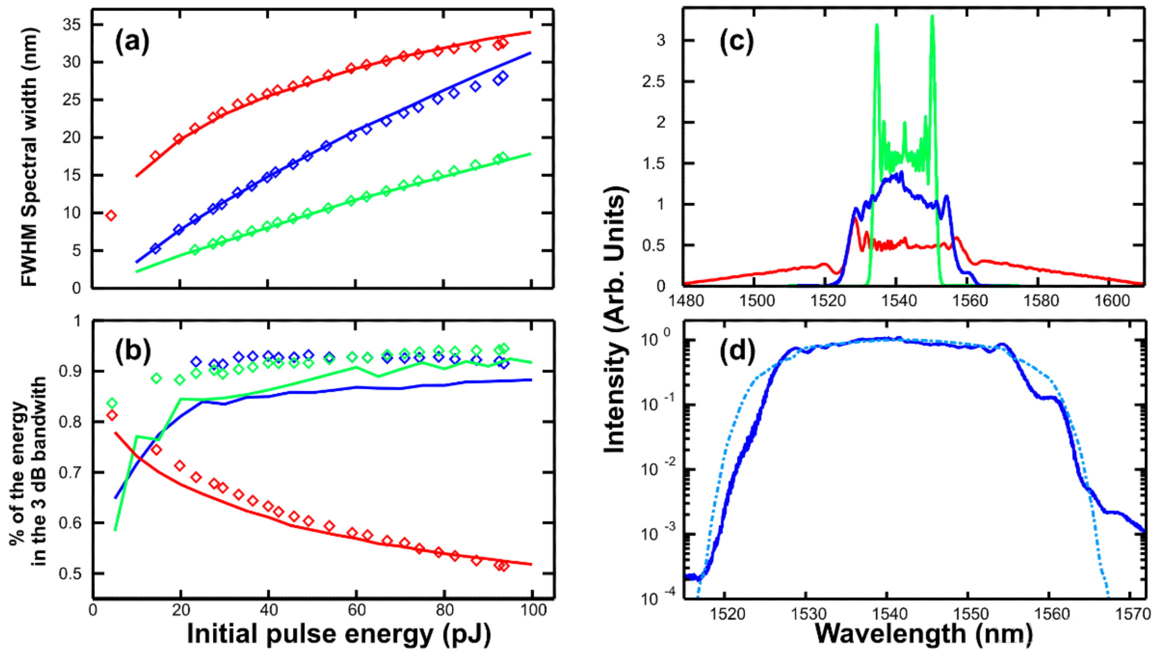


Fig. 1.2. Résultats simulés et expérimentaux. (a) Largeur spectrale FWHM simulée et expérimentale en fonction du niveau d'énergie pour des impulsions paraboliques (couleur bleu), sech 10 ps (couleur verte) et sech 2 ps (couleur rouges). (b) Pourcentage d'énergie simulé et expérimental stocké dans la partie centrale des spectres (à 3 dB), en fonction du niveau d'énergie. (c) Spectres expérimentaux après le HNLF pour une impulsion parabolique de 10 ps et des impulsions de sech de 10 ps et 2 ps, respectivement. (d) Spectres expérimentaux (ligne solide) et simulés (ligne en pointillée) des impulsions paraboliques [28].

Le spectre plat et la densité spectrale optimisée sont intéressants pour les applications de sources à découpage spectral, car il est possible adapter la forme du spectre plat généré pour qu'il corresponde à la largeur de bande totale du filtre à réseau de guides d'ondes (Arrayed Waveguide Grating, AWG[10]), ce qui minimise la perte globale et maximise la densité spectrale par canal. A titre d'exemple, par le filtrage du spectre obtenu du travail précédent à l'aide d'un AWG avec un espacement des canaux de 100 GHz, la figure 1.3.(a) montre une superposition des spectres des 38 canaux après le filtre AWG. Les canaux sont générés dans la gamme de longueurs d'onde de 1528 à 1558 nm. La largeur d'impulsion de chaque canal individuel ainsi que le produit bande passante-temps ont également étés caractérisés en fonction de la longueur d'onde, démontrant la qualité homogène des impulsions sur toute la plage de fonctionnement de la longueur d'onde (figure 1.3.(b)). La durée d'impulsion et le produit bande passante-temps sont presque constants à ~7,2ps et 0,58, respectivement, sur tous les canaux, comme déterminé principalement par les caractéristiques du filtre AWG. Un exemple de forme d'impulsion et de chirp associé à un canal filtré (canal 6), mesuré est présenté à la figure 1.3.(c). Les traces d'oscilloscope de trois canaux choisis au hasard sont

[10]**AWG,** sont couramment utilisés comme (dé)multiplexeurs optiques dans les systèmes de multiplexage en longueur d'onde (WDM). Ces dispositifs sont capables de multiplexer de nombreuses longueurs d'onde dans une seule fibre optique, augmentant ainsi considérablement la capacité de transmission des réseaux optiques.

présentées à la figure 1.3.(d) et confirment la bonne performance du système en matière de bruit.

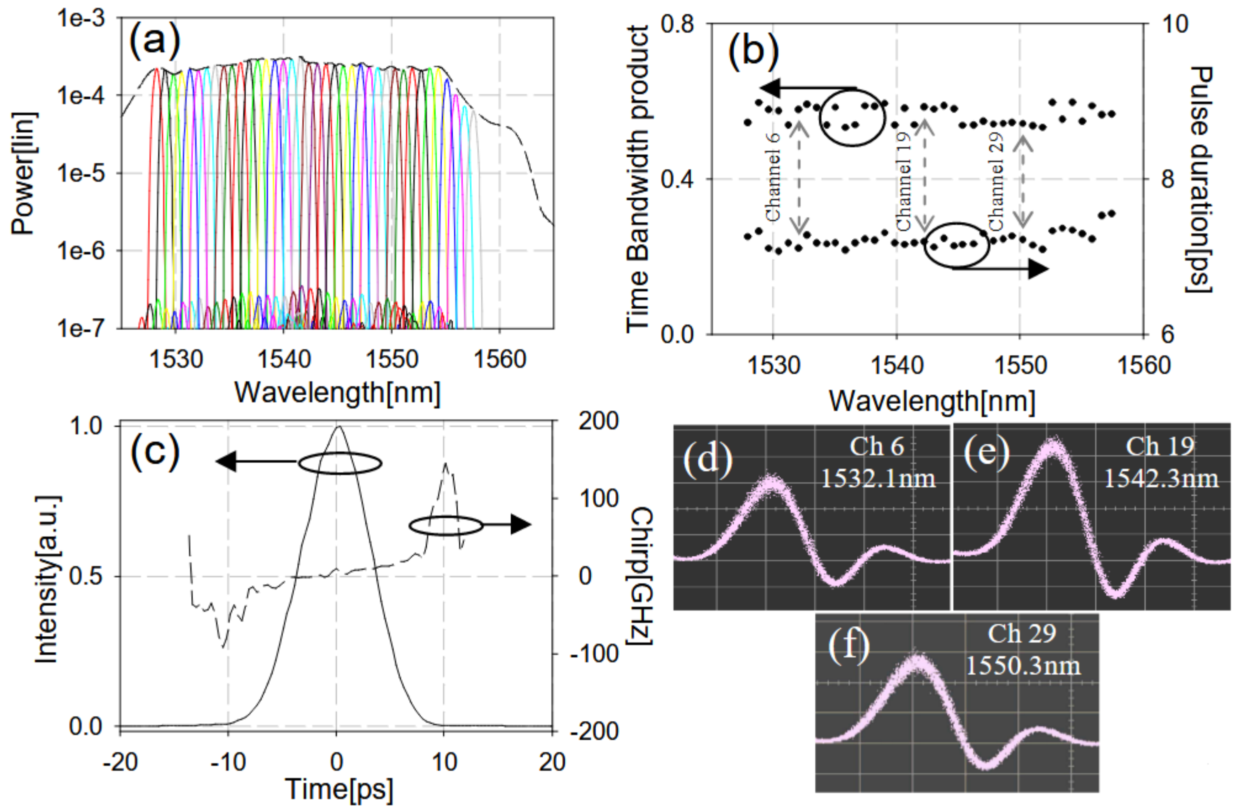


Fig. 1.3. L'efficacité de la technique et ses applications. (a) Superposition des spectres découpés mesurés avec le spectre complet de l'impulsion parabolique tracé sur une échelle logarithmique. (b) Largeurs d'impulsion mesurées et valeurs du produit bande passante-temps pour les canaux filtrés. (c) Exemple d'une forme d'impulsion récupérée avec le chirp d'un canal de sortie filtré (Ch.6). (d-f) Les traces d'oscilloscope de trois canaux échantillonnés [28].

1.2.2 Convertisseur de longueur d'onde efficace par des impulsions en dents de scie

La conversion de longueur d'onde tout optique présente une fonction clée dans les systèmes de communication à très haut débit, car elle est utilisée pour éviter le blocage de longueur d'onde et offrir une certaine souplesse dans la conception du réseau. Les différents schémas applicables à la conversion de longueur d'onde de retour à zéro (Return-to-Zero, RZ[11]) rapportés jusqu'à présent ont principalement exploité les effets non linéaires dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs [29] ou dans les fibres. Dans ce dernier cas, le processus non linéaire peut être un FWM [30], une modulation croisée (Cross phase modulation, XPM[12]) dans une configuration interférométrique [31] ou non interférométrique [32], ou SPM si le décalage de longueur d'onde requis par rapport au signal original est modeste [33]. Basé sur ce dernier phénomène, un signal d'entrée en dents de scie (impulsion triangulaire asymétrique) est le meilleur choix de forme d'impulsion pour améliorer l'efficacité d'un tel système. Il convient de noter que cette forme d'impulsion, qui peut être utilisée pour générer des décalages de longueur d'onde constante pour les signaux par le biais des effets de la SPM, présente un grand intérêt pour diverses autres applications. Parmi celles-ci, le multiplexage optique par répartition dans le temps (Optical Time-Division Multiplexing, OTDM[13]) est un exemple important [34], [35]. Comme l'onde en dents de scie a une forme asymétrique, le décalage spectral subi par cette onde est également asymétrique, le front d'onde le plus lisse subit moins de décalage de fréquence que la fin de l'impulsion (figure 1.4).

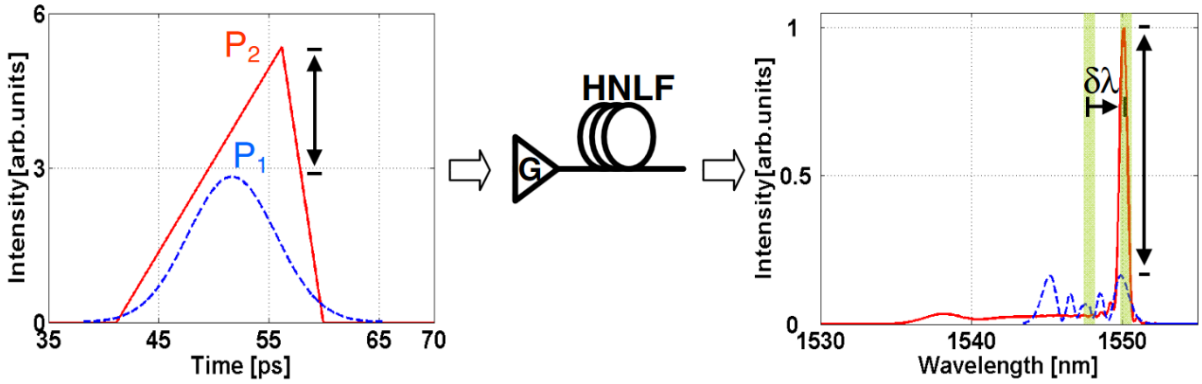


Fig. 1.4. Illustration des formes d'impulsions temporelles en dents de scie et gaussiennes s'élargissant spectralement dans un HNLF [36].

[11]**RZ,** est une méthode de codage en ligne à deux niveaux dans lequel le signal retourne à la valeur zéro après chaque pulse, même s'il y a une succession de deux zéros ou de uns binaires.

[12]**XPM,** c'est un décalage de phase non linéaire d'un champ optique induit par la co-propagation des champs à différentes longueur d'onde.

[13]**OTDM,** est une technologie de multiplexage optique pour combiner et transmettre des signaux optiques multiples temporellement à la même longueur d'onde sur la même fibre monomode.

Cependant, comme l'énergie associée au front d'onde le plus lisse est supérieure à celui associé à la fin de l'impulsion, le pic spectral décalé vers le rouge est plus élevé que celui décalé vers le bleu. Cela est clairement illustré à la figure 1.4, où l'élargissement spectral simulé d'une impulsion en dents de scie est comparé à celui d'une impulsion gaussienne conventionnelle de largeur de bande similaire. Néanmoins, il faut noter qu'une puissance d'entrée plus faible est nécessaire pour une impulsion gaussienne qu'une impulsion en dents de scie pour obtenir le même décalage de la longueur d'onde de crête, en raison des gradients plus raides associés à un profil d'intensité gaussien (voir figure 1.4).

Le montage expérimental du convertisseur de longueur d'onde est représenté sur la figure 1.5. Un laser EFRL fonctionne à 1547,6 nm est utilisé pour générer des impulsions sech de 2 ps à une fréquence de répétition de 10 GHz. Le signal est ensuite modulé en amplitude par une séquence de bits pseudo-aléatoire (Pseudo-Random Binary Sequence, PRBS[14]) et transformé en impulsions triangulaires asymétriques (en dents de scie) de 10 ps via un SSFBG. Le signal est ensuite amplifié avant de l'injecter dans un HNLF de longueur 310 m. Le HNLF présente une dispersion de 0,31 ps/nm/km à 1550 nm et un coefficient non linéaire de 19 W/km.

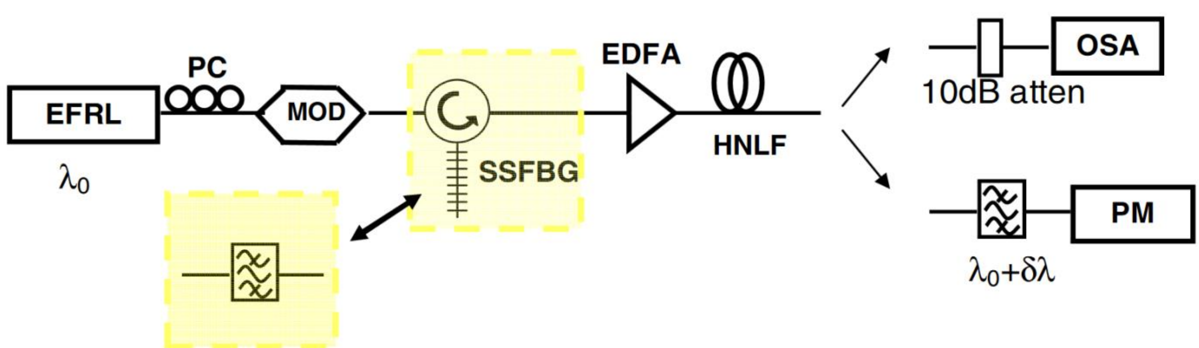


Fig. 1.5. Montage expérimental. MOD : Modulateur d'Amplitude ; EDFA : Amplificateur à Fibre Dopée à l'Erbium PM : Wattmètre ; OSA : Analyseur de Spectre Optique [36].

Par ailleurs, des impulsions gaussiennes de 10 ps ont été générées en remplaçant le SSFBG par un filtre à bande étroite avec un profil de transmission gaussien pour obtenir des impulsions gaussiennes de 10 ps. La figure 1.6.(a) et (b) montre deux exemples de spectres obtenus expérimentalement à la sortie du HNLF pour des décalages de longueur d'onde de 3.1 et 4.5 nm, qui correspondent à des puissances moyennes d'entrée de 26 et 27,5 dBm, respectivement.

[14]**PRBS,** est une suite de bits présente un caractère pseudo-aléatoire : la valeur de chacun de ses éléments est indépendante des autres (aléatoire), mais il s'agit d'une suite périodique, ce qui la rend déterministe (pseudo).

L'utilisation des impulsions gaussiennes avec des puissances d'entrée moyennes plus faibles (23 et 25 dBm, respectivement) ont été nécessaires pour obtenir les mêmes décalages de longueur d'onde que prévu. Les spectres correspondant aux impulsions gaussiennes s'élargissent symétriquement autour de la longueur d'onde centrale (des spectres complexes à lobe multiple).

Les figures 1.6.(a) et (b) montrent que les pics spectraux des impulsions en dent de scie sont généralement supérieurs de plus de 6-7 dB aux pics gaussiens correspondants. Un filtre décalé (largeur de bande de 0,5 nm) est défini après le HNLF pour convertir le signal à la longueur d'onde souhaitée.

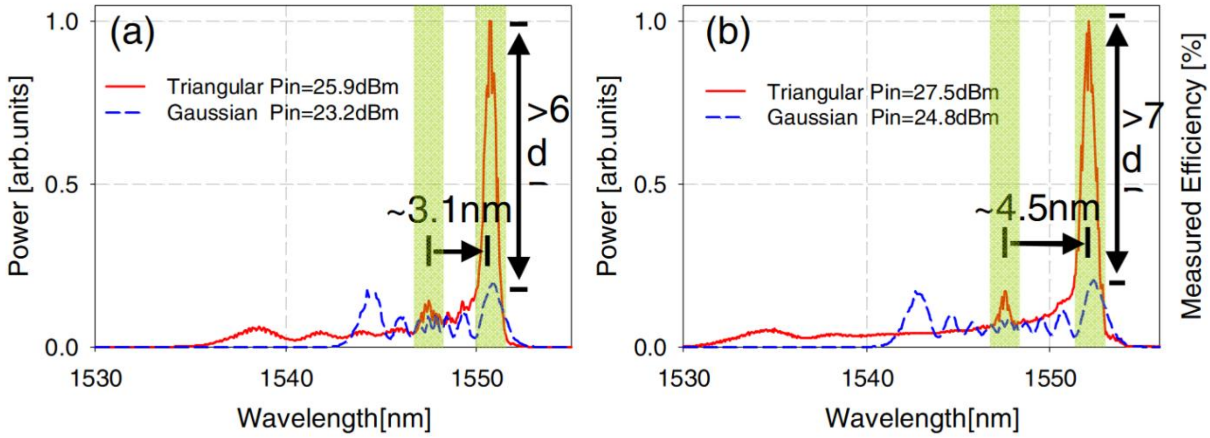


Fig. 1.6. L'élargissement spectral pour des impulsions gaussiennes et en dents de scie. (a), (c) Spectres mesurés des impulsions triangulaires asymétrique (ligne rouge) et gaussiennes (ligne bleue) à différentes puissances moyennes d'entrée [36].

1.2.3 Démultiplexage OTDM avec amélioration de la gigue temporelle à l'aide des impulsions en dents de scie

La technologie du multiplexage temporel tout optique OTDM s'est considérablement développée au cours des dernières années, avec des débits qui dépasse largement 1Tbit/s. Alors que le multiplexage des signaux par entrelacement passif est relativement simple, le démultiplexage des données aux points appropriés du réseau représente un défi technique important en raison de la commutation optique ultrarapide requise. Parmi les différents schémas de démultiplexage rapportés jusqu'à présent (voire par exemple [37-39]), l'approche basée sur le décalage de longueur d'onde induit par la modulation XPM dans les fibres HNLF est particulièrement intéressante en raison de sa relative simplicité [39]. Selon cette technique, de courtes impulsions de commande intenses (au débit tributaire) sont utilisées pour créer un décalage de fréquence par XPM sur le canal tributaire souhaité d'un signal de données OTDM

co-propagé. Le démultiplexage est ensuite complété par un filtrage décalé en fréquence à l'aide d'un filtre optique à bande étroite. La plage du décalage de fréquence est proportionnelle au gradient d'intensité subi par chaque bit de données du fait de son interaction avec l'impulsion de commande (impulsion de pompage). Ceci est une fonction à la fois de la synchronisation relative des impulsions de commande et de données, et de la forme de l'impulsion de commande. La plupart des travaux réalisés dans ce domaine ont utilisé des impulsions de commande gaussiennes ou sech qui présentent des variations importantes du gradient d'intensité sur leur profil. Comme nous avons déjà présenté, ces deux types d'impulsions ont un gradient uniforme sur une durée très limitée, elles offrent une fenêtre de commutation très étroite, ce qui se traduit par une sensibilité aiguë au temps, une efficacité de commutation réduite et des impulsions de sortie chirpées. Les impulsions de commande optimales pour un tel démultiplexeur ont un profil en dents de scie, car le gradient uniforme associé à cette forme d'impulsion donne lieu à un décalage de fréquence constant. Cela garantit une distorsion minimale du signal commuté, puisque l'ensemble de l'impulsion de données commutées subit le même décalage de fréquence. Le montage expérimental est illustré à la figure 1.7. Les impulsions en dents de scie avec une FWHM de 10 ps sont générées en envoyant des impulsions gaussiennes de 1,3 ps à 10 GHz au SSFBG (figure.1.7.(a)). La longueur d'onde centrale du SSFBG est de ~1547,5nm. Les impulsions en dents de scie sont ensuite amplifiées à ~26dBm et lancées dans un HNLF à travers un coupleur 90:10. Les paramètres du HNLF sont illustrés à la figure 1.7. Un signal de données de 40 Gbit/s (figure.1.7.(d)) est ensuite couplé dans le HNLF à l'aide du port de couplage de 10%.

En ajustant de manière appropriée la ligne à retard optique (Delay Ligne, DL), il est possible de décaler la longueur d'onde de n'importe lequel des quatre signaux de 10 Gbit/s et de le démultiplexer à l'aide d'un filtre décalé d'environ 0,5 nm.

Les spectres élargis par XPM du signal de données à la sortie du HNLF sont illustrés à la figure 1.7.(f) lorsque des impulsions en dents de scie ou gaussiennes sont utilisées pour commander le commutateur. Comme prévu, la densité spectrale de la composante décalée en longueur d'onde est beaucoup plus élevée lorsque l'on utilise des impulsions de commande en dents de scie; de plus, la largeur de bande est plus étroite en raison de la dérivée temporelle constante de la forme de l'impulsion.

Cela implique que la plupart de l'énergie du canal décalé en longueur d'onde passe à travers le filtre de décalage (décalé de ~1,3nm par rapport à la longueur d'onde centrale des données) et est efficacement détectée.

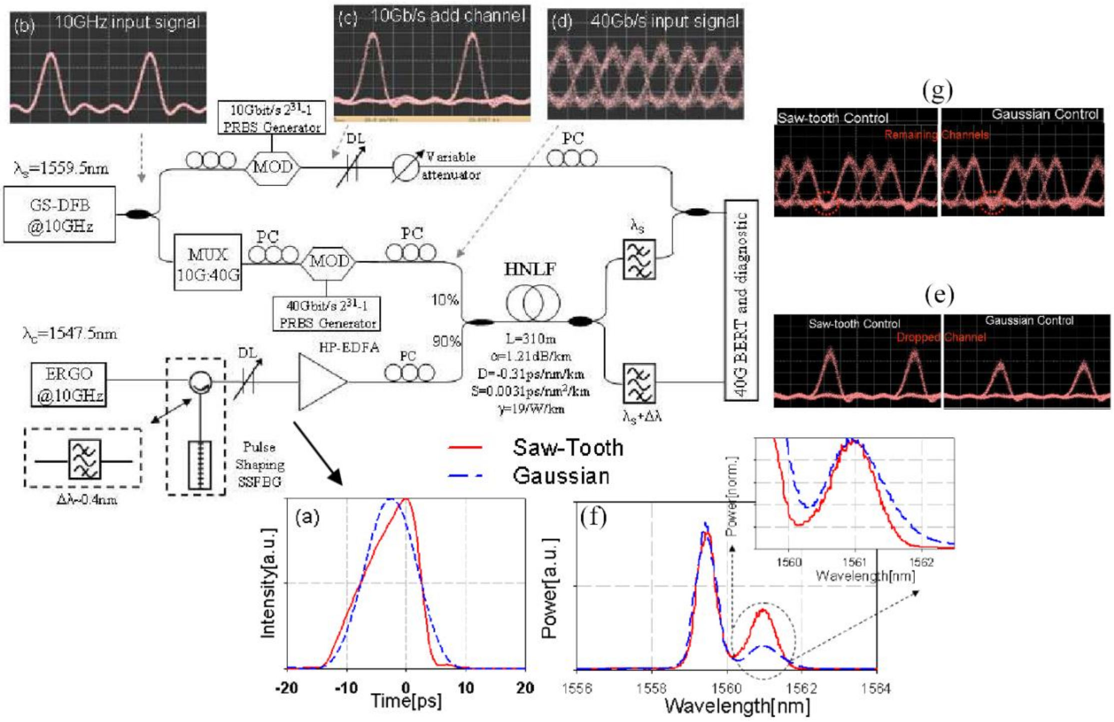


Fig. 1. 7. Montage expérimental du système de démultiplexage. MOD : Modulateur d'Amplitude, EDFA : Amplificateur à Fibre Dopée à l'Erbium, PC : Contrôleur de Polarisation, MUX : Multiplexeur [40].

Les diagrammes de l'œil[15] pour les canaux d'insertion et d'extraction, lorsque des impulsions de commande en dents de scie ou gaussiennes sont utilisées, sont présentés respectivement à la figure 1.7.(e) et 1.7.(g).

Pour le même décalage de longueur d'onde, les impulsions gaussiennes nécessitent une puissance moyenne inférieure de ~2dB par rapport aux impulsions en dents de scie, car les impulsions gaussiennes ont un gradient plus important (bien que plus localisé) à leur point de fonctionnement optimal.

Une autre étude des mesures du taux d'erreur binaire (Bit Error Rate, BER[16]) est effectuée pour confirmer l'avantage d'utiliser des impulsions de commande en dents de scie dans ce schéma de démultiplexage.

[15]**Diagramme de l'œil,** est la superposition de tous les symboles binaires du signal. Ce type de diagramme permet de visualiser le signal et ainsi d'observer les dégradations telles que les fluctuations d'intensité, la gigue temporelle et les interférences entre symboles.

[16]**BER,** est le rapport entre le nombre de bits erronés sur le nombre total de bits dans un intervalle de mesure.

Dans un premier temps, les mesures des courbes de BER ont été faites pour les canaux démultiplexés pour un signal OTDM propre. Un démultiplexage sans erreur a été réalisé en utilisant des impulsions en dents de scie pour les 4 canaux avec une pénalité de ~0,5 dB par rapport au back-to-back (sans le canal de transmission) à 10 Gbit/s. Un fonctionnement sans erreur a également été obtenu en utilisant des impulsions gaussiennes, mais avec une pénalité de puissance légèrement plus élevée (~1,5 dB).

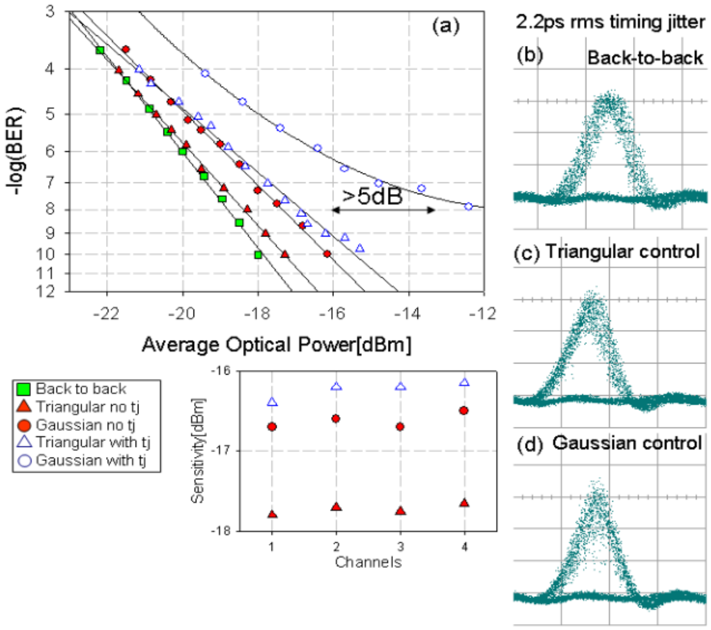


Fig. 1.8. L'efficacité de la technique de démultiplexage par l'impulsion triangulaire asymétrique. (a) Courbes de BER et sensibilité à la puissance pour tous les canaux démultiplexées avec et sans tj ajouté. b-d) Diagrammes en œil à différents points du système lorsque la gigue temporelle est ajoutée au signal de données. Échelle : 20mV/div [40].

Cependant, les mesures ont immédiatement montré que l'utilisation d'impulsions gaussiennes exigeait un contrôle de synchronisation beaucoup plus serré entre les signaux de contrôle et de données. Pour illustrer ce point, une gigue temporelle (Time Jitter[17], tj) de ~2,2ps est introduit artificiellement dans le signal OTDM (voir figure.1.8.(b)). Le signal 10 Gbit/s à l'entrée du MUX n'a montré aucune dégradation par rapport au signal propre en raison de la bande passante relativement faible du récepteur. Lorsque des impulsions en dents de scie ont été utilisées pour le démultiplexage, un fonctionnement sans erreur a été obtenu pour tous les canaux OTDM. En revanche, une erreur a été observée à un BER de 10^{-8} et une pénalité de puissance de plus de 5 dB a été obtenue pour les impulsions gaussiennes. Les diagrammes de l'œil pour les deux cas sont présentés à la figure 1.8.(c) et (d) respectivement,

[17]**Time Jitter,** est la déviation par rapport à la périodicité réelle d'un signal présumé périodique, souvent par rapport à un signal d'horloge de référence.

démontrant que, contrairement au cas des impulsions gaussiennes, la gigue temporelle n'est pas convertie en bruit d'amplitude lorsque des impulsions en dents de scie sont utilisées.

1.3 Applications de l'effet Talbot temporel

Comme mentionné précédemment, parmi les techniques rapportées sur les PRRM, on peut citer l'approche basée sur l'effet de Talbot temporel (TTI) induit par la dispersion. Dans cette partie, nous mentionnerons certaines des applications les plus importantes basées sur l'effet de Talbot temporel dans les systèmes de transmission optiques. L'effet de Talbot temporel sera expliqué plus en détail dans le deuxième chapitre.

1.3.1 Amplificateur de forme d'onde passif programmable basé sur les effets d'auto-imagerie temporelle

L'amplification de l'intensité du signal est essentielle pour déclencher des processus physiques, la détection, les communications, les mesures et le traitement de l'information. Lors d'une amplification active traditionnelle, une source d'énergie externe est utilisée pour multiplier les porteuses du signal d'entrée afin de délivrer un signal d'intensité plus élevée à la sortie [41]. En revanche, il a été démontré que les amplificateurs passifs amplifient les signaux d'entrée répétitifs sans utiliser de processus de gain actif par addition cohérente [42, 43]. Les copies de formes d'onde identiques dans le train d'impulsion s'additionnent de manière cohérente pour redistribuer l'énergie du signal original dans un nombre réduit d'impulsion sous forme d'ondes amplifiées. Dans ce système sans perte, les copies de formes d'onde restantes sont renforcées par la quantité de réduction du taux de répétition (le temps qui sépare les impulsions dans un train périodique). Reza Maram et al [43] ont développé et démontré expérimentalement une nouvelle conception pour l'amplificateur passif basé sur l'effet de Talbot temporel dans lequel le facteur de gain peut être électriquement reconfigurable. La figure 1.9 illustre le concept de la technique d'amplification passive. Cette technique exploite efficacement un "effet de Talbot temporel inverse", qui peut être induit par une combinaison appropriée de modulation de phase temporelle et de la dispersion sur la forme d'onde périodique d'entrée [43].

L'application d'un profil de modulation de phase temporelle prescrit (tel que défini dans [43] $\varphi_n = (m-1/m)\pi n^2$, où n = 0, 1, 2,... est le nombre d'impulsions) à l'impulsion périodique d'entrée créé m fois plus de composante fréquentielle dans le spectre, avec un espacement de fréquence qui est réduit de m fois par rapport à l'entrée. L'élément dispersif suivant, dont le coefficient de dispersion de premier ordre[18] est fixé pour satisfaire [43] $\phi_2 = mT^2/2\pi$ où T est la période de répétition de l'entrée, décale les nouvelles fréquences créées de manière à être en phase avec toutes les composantes fréquentielles initiales. Le résultat est un train d'impulsions avec m fois l'intensité et $1/m$ la fréquence de répétition de l'entrée. Cependant, par l'utilisation de cette conception [43], c'est-à-dire les équations de modulation de phase et de dispersion mentionnées dans [43], il faut changer le milieu dispersif pour modifier le facteur d'amplification m. En fait, cette conception n'est qu'un cas spécifique d'un amplificateur passif généralisé basé sur Talbot.

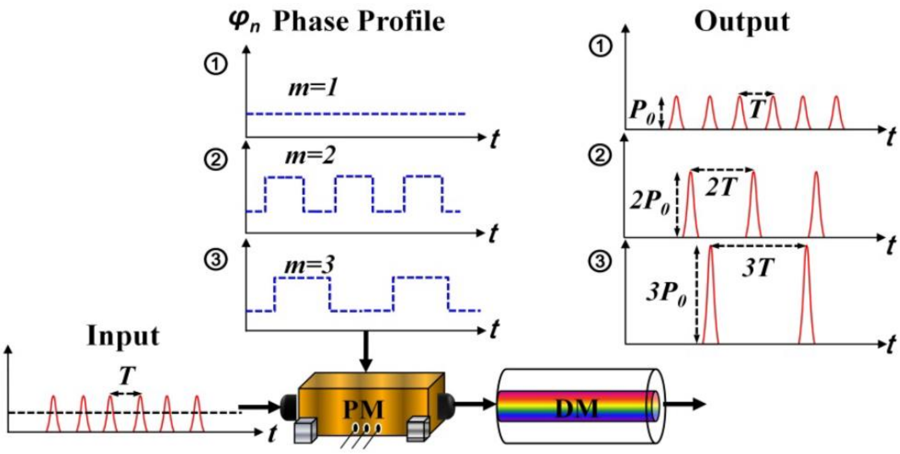


Fig. 1.9. Concept d'amplification passive, avec le facteur d'amplification *m* [44].

Par une nouvelle analyse [44], l'amplification passive programmable est simplement réalisée par la manipulation de profil de phase temporelle d'entrée, le facteur de gain peut être électriquement reconfigurable de m = 2 à 30. Dans la figure. 1.10, nous montrons les résultats de l'amplification passive programmable d'impulsions optique de 15 ps. La figure 1.10.(a) montre les profils de modulation de phase électro-optique appliqués aux impulsions optiques d'entrée, pour les cas où nous visons des facteurs de gain de m = 2, 3, 5, 6, 10, 15 et 30, respectivement. La figure 1.10.(b) montre la sortie temporelle de l'élément dispersif suivant, un LCFBG de 10 000 ps/nm et de 3dB de perte.

[18]**Coeff de dispersion de premier ordre,** est le coeff qui caractérise le milieu dispersif. Compris comme la dérivée seconde de la phase en fonction de la fréquence.

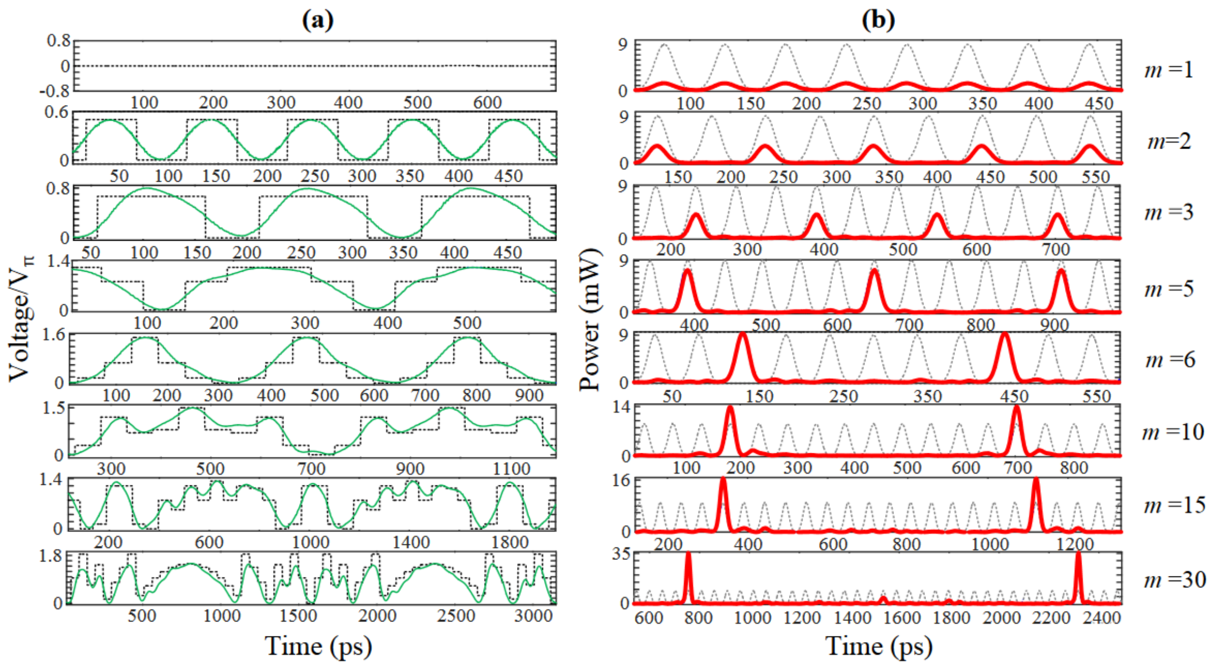


Fig. 1.10. Résultats expérimentaux. (a) Profils de modulation de phase temporelle ; les lignes noires montrent les profils de phase temporelle idéaux, et les lignes vertes solide montrent la commande de phase réelle. (b) Démonstration de l'amplification passive programmable des formes d'onde, où les traces (entrée : gris pointillé; sortie : rouge solide) sont mesurées avec un oscilloscope à échantillonnage optique de 500 GHz [44].

Les trains d'impulsions originales ont une fréquence de répétition de 19,2 GHz et une puissance de crête d'environ 9 mW, les lignes grises pointillées de la figure 1.10.(b). En l'absence de modulation de phase, la sortie du LCFBG est une image exacte du signal d'entrée par la condition de Talbot entier [44], avec une puissance crêtée réduite de 1,45mW en raison des pertes du système, comme le montre la figure1.10.(b), en haut. Le reste de la figure 1.10.(b) montre les trains d'impulsions de sortie après le LCFBG avec les nouveaux conditionnés de phase [46] sur les signaux d'entrée dans les cas de *m* =2, 3, 5, 6, 10, 15, et 30. Les taux réduits après l'amplification passive programmable sont respectivement de 9,6, 6,4, 3,84, 3,2, 1,92, 1,28 et 0,64 GHz. On remarque que le gain d'entrée-sortie est atteint lorsque *m* dépasse la perte totale du système, notamment lorsque *m* = 10, 15 et 30. Les profils de phase imparfaites sont responsables de la réduction des facteurs d'amplification par rapport à leurs valeurs idéales.

1.3.2 Récupération programmable d'horloges optiques au taux de base ou sub-harmoniques

La récupération d'horloge optique, qui consiste à extraire l'horloge synchronisée à partir des signaux de données optiques reçus, est une opération essentielle dans les systèmes de communication optiques à haut débit, de traitement et de calcul de l'information. En particulier, la récupération d'horloge au taux de base (base-rate clock recover, BRCR) est indispensable pour de nombreuses fonctions clés telle que la régénération 3R [45] et les techniques générales de traitement du signal [46]. En outre, la récupération d'horloge subharmonique (subharmonic clock recovery, SHCR), c'est-à-dire la récupération d'horloge à une fréquence de répétition réduite par rapport à la fréquence de base des données d'origine, est recherchée pour une synchronisation à grande vitesse qui peut être manipulée avec de l'électronique à basse fréquence. Par exemple, la SHCR est une fonctionnalité fondamentale pour les opérations de démultiplexage et de traitement par canal dans les systèmes OTDM [47]. Récemment, une nouvelle technique a été démontré qui permettre de récupérer les signaux SCHR et BRCR dans une configuration très simple et électroniquement accordable. Cette technique rapporte l'extraction de signaux d'horloge sub-harmoniques, ainsi que du signal d'horloge, à partir d'un signal de données RZ-OOK sous une séquence de bits pseudo-aléatoire PRBS.

La figure 1.11 illustre le concept de la technique programmable BR/SH CR. Comme mentionné précédemment, l'exploitation efficace de l'I-TSI peut être obtenue par une combinaison appropriée de modulation de phase temporelle et de la dispersion sur le signal de données d'entrée. Le signal de sortie est un train d'impulsions optiques périodiques récupéré (signal d'horloge) avec $1/m$ le débit binaire du signal de données d'entrée (avec $m = 1, 2, 3, ...$).

Pour concevoir le circuit programmable BR/SH CR, selon la même analyse dérivée pour l'amplification passive programmable [44], cela permettre d'obtenir des facteurs de division de taux différents avec un milieu dispersif fixe. La configuration se compose de trois blocs principaux : (1) l'émetteur pour générer un signal d'entrée RZ-OOK de 11,1 Gbit/s, (2) le circuit de récupération de l'horloge subharmonique, et (3) l'unité de diagnostic de sortie.

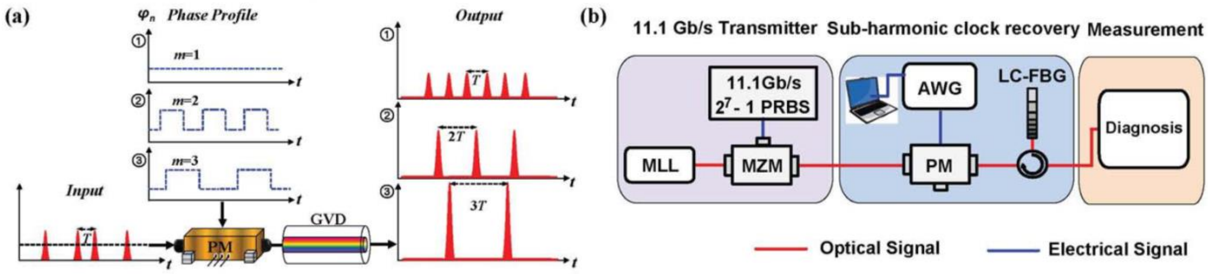


Fig. 1.11. Illustration du principe de fonctionnement (a) et démonstration de la configuration expérimentale (b) du concept de CR-BR/SH programmable proposé. PM : Modulateur de Phase. GVD : Dispersion de Vitesse de Groupe. MLL : Laser à Verrouillage de Nœud, MZM : Modulateur Mach-Zehnder, LC-FBG : Réseau de Bragg à Modulation Linéaire, AWG : Générateur de Formes d'onde Arbitraires, Diagnostic : Le diagnostic de sortie a été réalisé à l'aide d'un oscilloscope optique à échantillonnage de 500-GHz. Un oscilloscope électrique en temps réel de 25-GHz, et un analyseur de spectre RF [48].

Pour générer le signal de données d'entrée, la sortie d'un laser à verrouillage de mode (MLL) générant des impulsions optiques FWHM de 11,1 GHz et 17 ps à 1550 nm est modulée en intensité par un modulateur Mach-Zehnder contrôlé par un PRBS 2^7-1 de 11,1 Gbits/s de débit. Le signal de données généré par l'émetteur est ensuite transmis au circuit de récupération d'horloge, composé d'un modulateur de phase électro-optique d'une largeur de bande de 40 GHz commandé par un générateur de formes d'ondes arbitraires, suivi d'un milieu dispersif fixe, c'est-à-dire un LC-FBG, fournissant un coefficient de premier ordre de $\ddot{\Phi} = 12{,}926\, ps^2/rad$ sur toute la largeur de bande des impulsions d'entrée.

La figure 1.12 montre les résultats expérimentaux qui valident le concept de BR/SH CR programmable. La figure 1.12.(a) montre les profils de modulation de phase électro-optique (prescrits et expérimental) appliqués aux impulsions optiques d'entrée, pour les cas où les facteurs de division du débit ciblent pour le SHCR sont *m*= 1, 2, 5 et 10, respectivement (avec *m* est le facteur de division de l'horloge). La figure 1.12.(b) montre les formes d'onde temporelles mesurées et les diagrammes de l'œil à l'entrée (graphique du haut) et à la sortie du circuit de récupération de l'horloge pour les cas de BRCR à 11,1 GHz lorsque *m* = 1, et de SHCR à 5,55 GHz, 2,22 GHz et 1,11 GHz lorsque *m* = 2, 5 et 10, respectivement. Les résultats montrent clairement qu'un train d'impulsions optiques périodiques est récupéré à la sortie du système avec un taux de répétition égal au débit binaire d'entrée divisé par le facteur *m* correspondant. La figure 1.12.(c) montre les spectres mesurés correspondant aux formes d'onde temporelles de la figure 1.12.(b). Des pics clairement visibles apparaissent à 11. 1

GHz, 5.55 GHz, 2.22 GHz, et 1.11 GHz, confirmant les processus SHCR programmables cibles.

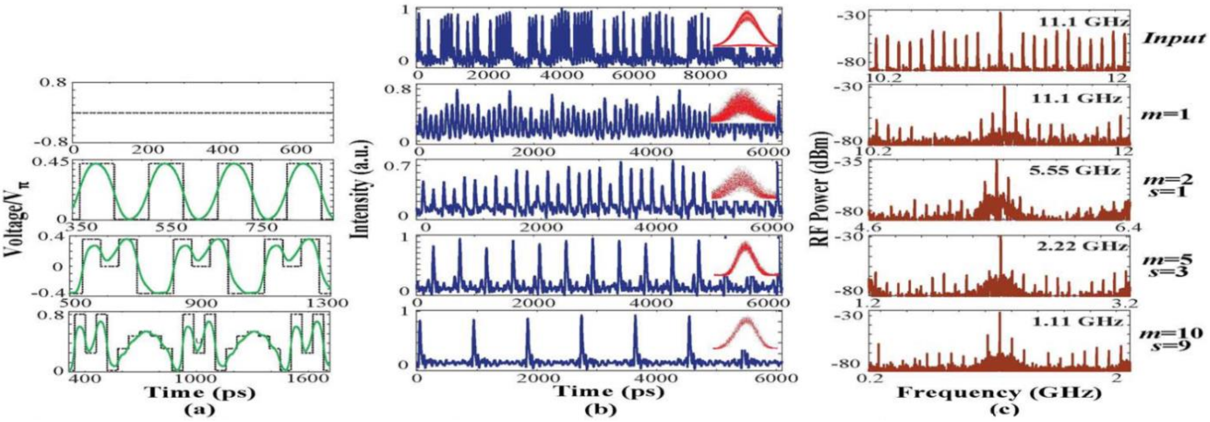


Fig. 1.12. Résultats expérimentaux du concept CR-BR/SH CR programmable. (a) Profils de modulation de phase temporelle prescrits; les lignes noires pointillées montrent les profils de phase temporelle idéaux, et les lignes vertes montrent la commande de phase réelle. (b) Formes d'onde temporelles et diagrammes de l'œil du signal de données d'entrée et de l'horloge optique récupérée lorsque le système est programmé pour obtenir un BRCR (m = 1) et un SHCR (pour m = 2, 5 et 10) avec m est le facteur de division de l'horloge. (c) Spectres correspondants au signaux présentés en (b) [48].

Le concept démontré montre un solide potentiel vers le développement de circuits de récupération d'horloge optique BR/SH simples et pratiques tout dépend de l'effet de Talbot temporel.

1.4 Objectif et Organisation de la Thèse

Comme nous l'avons vu, l'importance du contrôle et la mise en forme des impulsions optiques temporelles sont un sujet de recherche en plein essor ces dernières années. Il s'agit de l'ensemble des techniques qui visent à multiplier et modifier la forme des impulsions laser ultracourtes dans l'espace temporel pour de nombreuses applications spécifiques. Dans l'objectif d'améliorer les transmissions optiques, en termes de débits, l'amplification sans bruit, l'efficacité énergétique et les dégradations dans les liaisons optiques.

D'autre part, nous avons vu que beaucoup de technologies sont utilisées pour l'implémentation de la OPS et le TTE, et que selon la technologie employée, les performances évoluent, chaque technologie ayant ses avantages et ses inconvénients.

Un des objectifs clés de cette thèse est d'étudier de nouvelle technique et fonctions ''tout optique''. On s'attache en particulier dans cette phase, à travers la modélisation par Matlab, nous proposons une nouvelle approche pour mettre en œuvre un multiplicateur de fréquence d'impulsion basé sur l'effet de Talbot temporelle en utilisant, pour la première fois, un filtre optique biréfringent. L'idée est d'optimiser leurs paramètres opto géométrique pour une nouvelle fonctionnalité (filtre de phase), nécessaires aux applications de multiplexage temporel.

Aussi, nous proposons des nouvelles méthodes pour la synthèse de profils d'impulsions de sortie temporels arbitraires en utilisant une mise en forme d'impulsions laser biréfringentes. La méthode de synthèse commence par la théorie des systèmes linéaires invariants dans le temps pour déterminer les amplitudes optimales des impulsions au niveau du polariseur de sortie et le retard entre elles, puis on utilise le formalisme matriciel de Jones temporelle pour obtenir l'angle de chaque étage biréfringent. Plusieurs exemples de profils d'impulsions de sortie prédéfinis sont donnés pour montrer le potentiel de la mise en forme d'impulsions laser biréfringentes proposée.

L'organisation de la thèse est donnée comme suit : dans le chapitre 02 nous commençons par faire une introduction complète à l'effet de Talbot temporel, où la description analytique sur les méthodes et les propriétés fondamentales est discutée. Ensuite, le chapitre 03 fournit un rappel sur le modèle mathématique et physique pour les structures biréfringentes. Le cas des cristaux liquides est passé en revue. Finalement, les chapitres 04 et 05 résument les travaux effectués dans cette thèse et proposent des perspectives potentielles pour les travaux futurs.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales raisons pour réaliser le travail présenté dans cette thèse. Nous avons abordé les avantages et les applications concernant la mise en forme d'impulsion laser et la multiplication de fréquence d'un train d'impulsion laser par l'effet de Talbot temporel, dont le but d'améliorer des performances dans les transmissions optiques. Le chapitre prochain fournit une introduction complète à l'effet Talbot temporel. Ce dernier sera exploité pour générer et contrôler le taux de répétition des trains d'impulsions dans le régime picoseconde.

Bibliographie

1. T.MAIMAN, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” Nature, vol. 187, pp. 493–494, (1960).
2. Lockheed Martin, “Lockheed martin to deliver world record-setting 60kW laser to U.S. army,”.
3. A.M. Weiner, Ultrafast Optics, Hoboken, NJ, USA: Wiley, (2009).
4. J. C. Diels, W. Rudolph, “Ultrashort laser pulse phenomena,” San Diego, CA, USA: Academic, 2nd edition. (2006).
5. F. Krausz, M. Ivanov. “Attosecond physics,” Rev. Mod. Phys. vol. 81, pp. 163-234, (2009).
6. A. M. Weiner, “Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators,” Rev. Sci. Instrum. vol. 71, pp. 1929-1960, (2000).
7. J. P. Callan, A. M.-T. Kim, L. Huang, and E. Mazur, “Ultrafast electron and lattice dynamics in semiconductors at high excited carrier densities,” Chem. Phys. vol. 251, pp. 167-179, (2000).
8. T. Richter, E, Palushani, C. Schmidt-Langhorst, R. Ludwig, L. Molle, M. Nölle, and C. Schubert, “Transmission of single-channel 16-QAM data signals at terabaud symbol rates,” J. Lightwave Technol. vol. 30, pp. 504-511, (2012).
9. A. V. Andrianov, V. M. Mylnikov, M. Y. Koptev, S. V. Muravyev and A. V. Kim, “Broadband femtosecond fiber laser with ultrahigh repetition rate in the telecommunication range,”International Conference Laser Optics (LO), St. Petersburg, Russia, paper R8-10, (2016).
10. B. W. Tilma, M. Mangold, C. A. Zaugg, S. M. Link, D. Waldburger, A. Klenner, A. S. Mayer, E.Gini, M. Golling, and U. Keller, “Recent advances in ultrafast semiconductor disk lasers,” LightSci. Appl. 4, e310, (2015).
11. C. L. Hoy, O. Ferhanoğlu, M. Yildirim, K. H. Kim, S. S. Karajanagi, K. M. Chan, J. B. Kobler, S. M. Zeitels, and A. Ben-Yakar,“Clinical ultrafast laser surgery: recent advances and future directions,” IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. vol. 20, pp. 242-255, (2014).
12. A. M. Weiner, “Ultrafast optical pulse shaping: a tutorial review,” Opt. Commun. vol. 284, pp. 3669-3692, (2011).
13. R-J. E, G. Kramer, P. J. Winzer, G. J. Foschini, and B. Goebel, “Capacity Limits of Optical Fiber Networks, ” J. Lightwave Technol. vol. 28, pp. 662-701, (2010).

14. P-H. Wang, F. Ferdous, H. Miao, J. Wang, D-E. Leaird, K.Srinivasan, L. Chen, V.Aksyuk, and A. M. Weiner, "Observation of correlation between route to formation, coherence, noise, and communication performance of Kerr combs," Opt. Express vol. 20, pp. 29284-29295, (2012).
15. H.Tsuda, Y. Tanaka, T.Shioda, and Ta.Kurokawa, "Analog and Digital Optical Pulse Synthesizers Using Arrayed-Waveguide Gratings for High-Speed Optical Signal Processing," J. Lightwave Technol. vol. 26, pp. 670-677, (2008).
16. I. Kim, H. Sung, and D. Seo, "High-speed optical pulse train generation by line-by-line spectral intensity and phase cod- ing," in Opto-Electronics and Communications Conference (OECC), Busan, Korea, paper 6F3-5, (2012).
17. A. Haboucha, W. Zhang, T. Li, M. Lours, A. N. Luiten, Y. Le Coq, and G. Santarelli, "Optical-fiber pulse rate multiplier for ultralow phase-noise signal generation," Opt. Lett. vol. 36, pp. 3654-3656, (2011).
18. D. Kielpinski and O. Gat, "Phase-coherent repetition rate multiplication of a mode-locked laser from 40 MHz to 1 GHz by injection locking," Opt. Express vol. 20, pp. 2717-2724, (2012).
19. J. Magné, J. Bolger, M. Rochette, S. LaRochelle, L-R. Chen, B-J. Eggleton, and J.Azaña, "Generation of a 4 × 100 GHz Pulse-Train From a Single-Wavelength 10-GHz Mode-Locked Laser Using Superimposed Fiber Bragg Gratings and Nonlinear Conversion," J. Lightwave Technol. vol. 24, pp.2091, (2006).
20. J. Azana and M. A. Muriel, "Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse repetition rates," in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 7, pp. 728-744, (2001).
21. I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber," Opt. Lett. vol. 26, pp. 608-610, (2001).
22. S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hanch, "Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb," Phys. Rev. Lett. vol. 84, pp. 5102-5105, (2000).

23. Y. Takushima, and K. Kikuchi, "10-GHz, over 20-channel multiwavelength pulse source by slicing super- continuum spectrum generated in normal-dispersion fiber," IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 11, pp. 322-324, (1999).
24. J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk, J. Fleming, F. DiMarcello, E. Monberg, A. Yablon, C. Jorgensen and T. Veng, "All-fiber, octave-spanning supercontinuum," Opt. Lett. vol. 28, pp. 643-645, (2003).
25. D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro, "Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers," J. Opt. Soc. Am. B.vol. 10, pp. 1185-1190, (1993).
26. T. Hirooka, and M. Nakazawa, "Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion," Opt. Lett. vol. 29, pp. 498-500, (2004).
27. F. Parmigiani, P. Petropoulos, M. Ibsen, and D. J. Richardson, "Pulse Retiming Based on XPM Using Parabolic Pulses Formed in a Fiber Bragg Grating," IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 18, pp. 829-831, (2006).
28. Francesca Parmigiani, Christophe Finot, Kazunori Mukasa, Morten Ibsen, Michael A. F. Roelens, Periklis Petropoulos, and David J. Richardson, "Ultra-flat SPM-broadened spectra in a highly nonlinear fiber using parabolic pulses formed in a fiber Bragg grating," Opt. Express vol. 14, pp. 7617-7622, (2006).
29. K.E. Stubkjaer, "Semiconductor optical amplifier-based all-optical gates for high-speed optical processing" IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., vol. 6, pp.1428-1435, (2000).
30. K. Inoue and H. Toba, "wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.16,pp.69- 72, (1992).
31. K. J. Blow, N.J. Doran, B. K. Nayar, B. P. Nelson, "Two-wavelength operation of the nonlinear fiber loop mirror", Opt. Lett., vol. 15, pp. 248-250, (1990).
32. B.-E. Olsson, P. Ohlen, L. Rau, D. J. Blumenthal, "A simple and robust 40-Gb/s wavelength converter using fiber cross-phase modulation and optical filetring", IEEE Photon. Technol. Lett., vol.12, pp. 846-848, (2000).
33. S. Watanabe, F. Futami, R. Okabe, Y. Takita, S. Ferber, R. Ludwig,C. Schubert, C. Schmidt, H. G. Weber, "160 Gb/s Optical3RRegenerator in Fiber Transmission experiment," Proc. Of OFC,PD16-1, (2003).

34. Vahid G. Ta'eed, Libin Fu, Mark Pelusi, Martin Rochette, Ian C. Littler, David J. Moss, and Benjamin J. Eggleton, "Error free all optical wavelength conversion in highly nonlinear As-Se chalcogenide glass fiber," Opt. Express vol.14, pp. 10371-10376, (2006).
35. F. Parmigiani, M. Ibsen, T. T. Ng, L. Provost, P. Petropoulos, D. J. Richardson, "An Efficient Wavelength Converter Exploiting a Grating-Based Saw-Tooth Pulse Shaper," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 20, pp.1461-1463, (2008).
36. F. Parmigiani, M. Ibsen, T. T. Ng, L. Provost, P. Petropoulos and D. J. Richardson, "Efficient Wavelength Conversion Using Triangular Pulses Generated Using a SuperStructured Fiber Bragg Grating," Conference on Optical Fiber Communication (OFC), pp. 1-3, (2008).
37. A. I. Siahlo, A. T. Clausen, L. K. Oxenløwe, J. Seoane, and P. Jeppesen, "640 Gb/s OTDM Transmission and Demultiplexing using a NOLM with Commercially Available Highly Non-linear Fiber," in CLEO, paper CTuO1, (2005).
38. V. Marembert, C. Schubert, C. Schmidt-Langhorst, M. Kroh, S. Ferber, and H. G. Weber, "Investigation of fiber based gates for time division demultiplexing up to 640 Gbit/s," in OFC, paper OWI12, (2006).
39. J. Li, B-E. Olsson, M.Karlsson, and P-A. Andrekson, "OTDM Add-Drop Multiplexer Based on XPM-Induced Wavelength Shifting in Highly Nonlinear Fiber," J. Lightwave Technol. vol. 23, pp. 2654- , (2005).
40. F. Parmigiani, P. Petropoulos, M. Ibsen, P. J. Almeida, T. T. Ng, and D. J. Richardson, "Time domain add–drop multiplexing scheme enhanced using a saw-tooth pulse shaper," Opt. Express vol. 17, pp. 8362-8369, (2009).
41. P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology(Academic Press, San Diego, CA, 1999).
42. Jones, J. R. & Ye, J. "Femtosecond pulse amplification by coherent addition in a passive optical cavity," Opt. Lett. vol.27, pp.1848–1850, (2002).
43. R. Maram, J. Van Howe, M. Li and J. Azaña, "Noiseless intensity amplification of repetitive signals by coherent addition using the temporal Talbot effect," Nature Communications, vol.5, pp.5163, (2014).
44. J.Jeon, R. Maram, J. Van Howe, and J. Azaña, "Programmable passive Talbot optical waveform amplification," Opt. Exp. vol. 26, pp.6872-6879, (2018).

45. A. Perentos, S. Fabbri, M. Sorokina, I. D. Phillips, S. K. Turitsyn, A. D. Ellis, and S. Sygletos, "QPSK 3R regenerator using a phase sensitive amplifier," Opt. Express vol.24, pp.16649-16658, (2016).
46. S. Suda et al., "Optical-Time-Division Demultiplexing of 172 Gb/s to 43 Gb/s in a-Si:H Waveguides," in IEEE Photonics Technology Letters, vol. 26, pp. 426-429, (2014).
47. R. Maram, L. R. Cortés, and J.Azaña, "Sub-harmonic periodic pulse train recovery from aperiodic optical pulse sequences through dispersion-induced temporal self-imaging," Opt. Express vol. 23, pp. 3602-3613, (2015).
48. J. Jeon, R. Maram, J. Van Howe, and J. Azaña, "Programmable sub-harmonic clock recovery based on dispersion-induced inverse temporal self-imaging," Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, USA, paper: JTu2A.51, (2018).

Chapitre 2

Effet Talbot Temporel

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'il existe des applications fondamentales dans les réseaux optiques basés sur l'effet Talbot temporel (TTE). Ce dernier est une analogie entre le phénomène spatial de Talbot et la propagation d'un signal temporel périodique à travers un milieu dispersif dans des conditions de dispersion du premier ordre. Il a été décrit pour la première fois en 1981 par T. Jannson et J. Jannson [1]. Lorsque des impulsions optiques temporelles périodiques se propagent dans un milieu dispersif de premier ordre avec une quantité suffisante de dispersion donnée par la condition de Talbot, une copie de la séquence temporelle originale se reproduit où le taux de répétition est multiplié par un facteur entier.

Dans ce chapitre, nous présentons la théorie de base de l'effet Talbot temporel pour la multiplication de la fréquence de répétition dans le domaine temporel. Ensuite, nous montrons deux techniques de multiplication utilisées précédemment, à phase continue et discrète.

2.2 L'effet Talbot spatial

Dans ce qui suit, nous allons d'abord passer brièvement en revue certains des principaux points de la physique classique (optique) de l'effet d'auto-imagerie, nous commençons par les fondamentaux de la diffraction de la lumière.

Lorsqu'un champ lumineux rencontre un objet ou passe à travers une fente (ou une ouverture), qui est physiquement à la taille approximative de la longueur d'onde de cette

lumière (λ), sa propagation dévie de celle prédite par la théorie de l'optique géométrique (la lumière se propage en ligne droite). Ce phénomène est le résultat de la nature ondulatoire de la lumière et est appelé diffraction. Un exemple historique important de diffraction est l'expérience des fentes de Thomas Young[1] [2]. Dans cette expérience, il a utilisé trois écrans placés à une certaine distance les uns des autres. Dans le premier écran, il a coupé une fente étroite et dans le deuxième écran, il a coupé deux fentes espacées d'environ 1 mm. Lorsque Young a fait briller la lumière à travers une seule fente, la lumière s'étale ou se diffracte avant de passer par les deux fentes étroites, formant deux sources de lumière qui se diffractent à nouveau. Sur le troisième écran placé derrière les deux fentes, il a observé une bande centrale lumineuse qui apparaissait avec des bandes alternativement claires et sombres de chaque côté. Cette expérience lui a appris que lorsque les ondes lumineuses des deux fentes se sont propagées, elles entrent en contact et interfèrent entre elles, formant ainsi un modèle d'interférence.

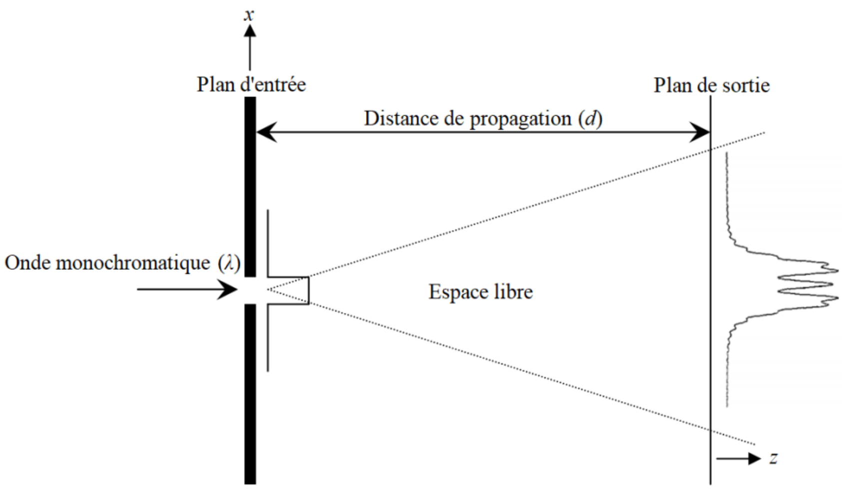


Fig. 2.1. Modélisation de la diffraction de Fresnel de la lumière à partir d'une fente.

Comme détaillé dans les traitements classiques [2], le calcul du champ lumineux derrière l'objet diffractant ou la fente est un sujet de grand intérêt. La figure 2.1 montre une fente (ouverture) au niveau du plan d'entrée éclairée par une lumière monochromatique, et la diffraction de la lumière résultante au niveau du plan de sortie derrière la fente, avec un système de coordonnées *x*-*z* où *z* est l'axe de propagation optique et *x* est l'axe transversal. Pour simplifier, on suppose une seule dimension transversale, l'axe *x*, mais le même comportement serait observé dans l'axe *y*. La dynamique de l'amplitude complexe du champ

[1] **Thomas Young,** (1773- 1829) un physician et médecin anglais. Il a apporté des contributions notables aux domaines la lumière ondulatoire.

lumineux derrière l'objet diffractant $A(x, z=0)$ (au plan d'entrée) est décrite par l'approximation de l'équation d'onde,

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2k}\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \tag{2.1}$$

où $k = 2\pi / \lambda$ est le nombre d'onde, avec λ est la longueur d'onde de la lumière. Sous l'approximation dite de Fresnel, cette équation peut être résolue par l'intégrale de diffraction de Fresnel [3,4]. Mathématiquement, cette intégrale peut être modélisée comme la convolution de la fonction d'amplitude complexe de l'objet diffractant $A(x, z=0)$ et la réponse impulsionnelle de la propagation de la lumière dans l'espace libre (parfois appelée réponse impulsionnelle de l'espace libre), ce qui affiche un riche ensemble de propriétés associées aux systèmes linéaires généraux [4]. Cette description de la propagation de la lumière en espace libre, par une réponse impulsionnelle, implique que le système d'imagerie par diffraction est linéaire et invariant. La réponse impulsionnelle en amplitude de la propagation de la lumière en espace libre est une fonction de phase quadratique donnée par [5] :

$$h_d(x) \propto \exp(-j\frac{k}{2d}x^2) \tag{2.2}$$

où $z = d$ est la distance de propagation (au niveau du plan de sortie) par rapport au plan d'entrée. La figure 2.1 montre le motif de diffraction à la distance d de la fente éclairée : l'intensité du champ lumineux juste derrière la fente $(|A(x, z=0)|^2)$ et à une distance d du plan d'entrée $(|A(x, z=d)|^2)$ sont affichés en fonction de la position transversale (axe x) dans les plans d'entrée et de sortie, respectivement. Comme mentionné ci-dessus, le motif de diffraction résultant peut-être prédit en convoluant l'amplitude du champ d'entrée $A(x, z=0)$ avec La réponse impulsionnelle en amplitude de la propagation de la lumière en espace libre $h_d(x)$.

Dans un système linéaire, l'expression de la réponse impulsionnelle conduit directement au concept de la fonction de transfert. La fonction de transfert correspondant à la propagation en espace libre peut être obtenue en prenant la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle de l'équation (2.2),

$$H_d(k_x) \propto \exp(j\frac{d}{2k}k_x^2) \tag{2.3}$$

où kx est le nombre d'onde transversal du faisceau ou la fréquence angulaire spatiale. Par conséquent, le champ lumineux de sortie peut également être évalué le long de la direction de propagation en multipliant directement le spectre du champ d'entrée (au niveau du plan d'entrée) et la fonction de transfert $H_d(k_x)$. La fonction de transfert de l'équation (2.3) implique que dans l'espace-*k* (fréquence angulaire de domaine spatial), la diffraction confère un déphasage quadratique au champ lumineux. En effet, cette phase est une mesure du degré de divergence du faisceau dans la direction *x*.

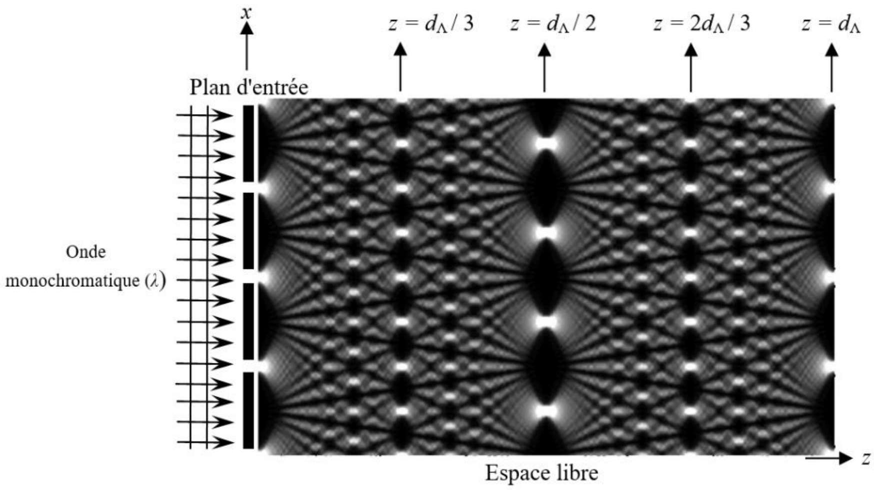


Fig. 2.2. L'effet de Talbot spatial pour une lumière monochromatique, présentée comme «tapis de Talbot».

Dans le régime de diffraction de Fresnel[2], une situation contre-intuitive se produit lorsque l'on considère non seulement une seule fente, ou un pair de fentes, mais un réseau périodique de fentes (ou d'ouvertures), avec une période du réseau Λ dans le plan d'entrée. Chaque période contribue au motif de diffraction. C'est par exemple le cas pour un réseau de diffraction spatiale, éclairé par un faisceau lumineux monochromatique. En utilisant la théorie de la diffraction de Fresnel, l'équation (2.2), on peut encore évaluer l'amplitude du champ transversal le long de la direction de propagation *z*. La figure 2.2 montre le schéma de diffraction résultant derrière le plan d'entrée. Il est intéressant de constater que le motif périodique original est reproduit exactement derrière le plan d'entrée à des distances *z = d,*

$$d = s\frac{\Lambda^2}{\lambda} \qquad (2.4)$$

où *s* = 2, 4, 6, ... (nombre entier pair), une formule dérivée pour la première fois par Lord Rayleigh[3] en 1881 [6]. C'est l'effet de base de "Talbot" ou de "l'auto-imagerie". Pour *s* = 1, 3,

[2] **Augustin Fresnel,** (1788-1827) un ingénieur et physicien français. Ses recherches en optique ont conduit à l'acceptation définitive de la théorie ondulatoire de la lumière.
[3] **John William Strutt Rayleigh,** (1842-1919) un physicien anglais. Il est lauréat du prix Nobel de physique de 1904.

5, ... (nombre entier impairs), nous constatons que le motif original est également reproduit, mais avec un décalage d'une demi-période ($\Lambda/2$). À l'origine, l'effet Talbot n'était décrit que pour cette situation de base selon laquelle le champ se reproduit lorsque z est un multiple de la distance de Talbot $d = \Lambda^2 / \lambda$. C'est ce qu'on appelle l'effet Talbot entier.

Par ailleurs, il existe également un autre ensemble de distances où l'on trouve d'autres diagrammes de diffraction intéressants, telles que,

$$d = \frac{s}{m}(\Lambda^2 / \lambda) \tag{2.5}$$

où s et m sont des nombres entiers tels que s/m est un nombre rationnel irréductible. À ces positions, le motif périodique original est reproduit avec une périodicité de Λ / m. Ces sous images ont été identifiées pour la première fois par Winthrop et Worthington [7], et cet effet est maintenant connu sous le nom d'effet fractionnel de Talbot. Aux distances $z = d_\Lambda/3$ et $z = d_\Lambda/2$ (Figure 2.2), la périodicité du motif d'origine (dans le plan d'entrée) est réduite par des facteurs de $m = 2$ (à $\Lambda/2$) et $m = 3$ (à $\Lambda/3$) , respectivement.

2.3 L'effet Talbot temporel

Il existe une dualité bien connue entre la diffraction de Fresnel (paraxiale) des faisceaux lumineux dans l'espace et la dispersion temporelle de premier ordre des impulsions à bande étroite dans un milieu diélectrique dispersif. Cela a été souligné pour la première fois par Akhmanov et al. (1968) dans un traitement général des interactions optiques non linéaires de deuxième et troisième ordre [8, 9]. Cette dualité a été largement étudiée depuis lors, et de nombreux chercheurs ont utilisé la similarité pour proposer et créer des analogues temporels de systèmes spatiaux [10, 11, 12].

Puisque nous utiliserons largement le terme "milieu dispersif" tout au long de cette thèse, alors nous définissons d'abord les caractéristiques d'un milieu dispersif. Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec un milieu diélectrique, la réponse du milieu, en général, dépend de la fréquence optique ω. Cette propriété, appelée dispersion chromatique, se manifeste par la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction $n(\omega)$. Cette dispersion joue un rôle critique dans le problème de la propagation des impulsions optiques courtes, car les différentes composantes spectrales associées à l'impulsion se déplacent à des vitesses

différentes données par $c/n(\omega)$, c est la vitesse de la lumière dans l'espace libre. Cela provoque un élargissement de l'impulsion, voir la figure 2.3.

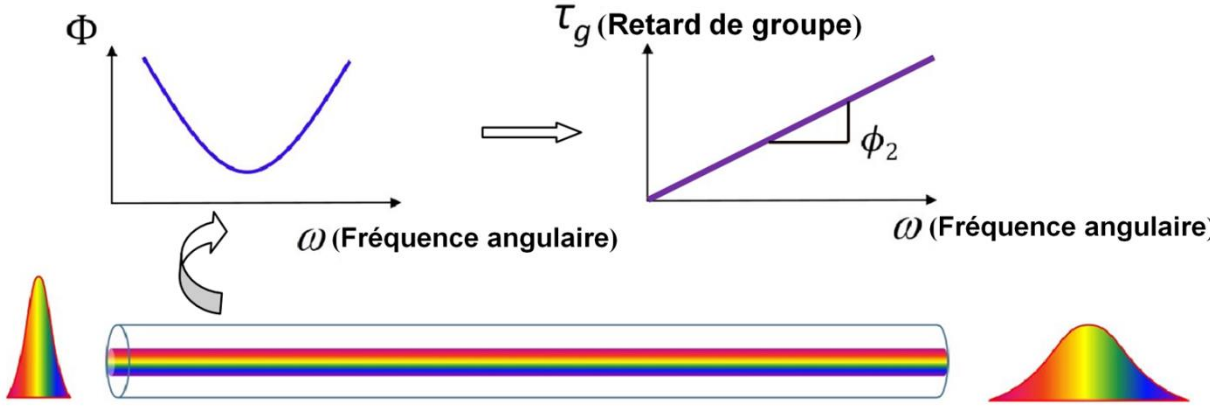


Fig. 2.3. Effet d'élargissement des impulsions par propagation linéaire à travers un milieu dispersif du premier ordre.

Mathématiquement, les effets de la dispersion sont pris en compte en développant la constante de propagation $\beta(\omega)=n(\omega)\omega/c$ en série de Taylor [13]. Comme nous le détaillerons plus loin dans cette section, un milieu dispersif peut être modélisé comme un système linéaire invariant dans le temps (Linear Time Invariant, LTI) avec une fonction de transfert $H(\omega)=|H(\omega)|\exp(j\Phi(\omega))$, avec $\Phi(\omega)=\beta(\omega)z$ où z est la distance de propagation dans le milieu dispersif. En utilisant le développement en série de Taylor, en supposant que ω_0 est la fréquence angulaire centrale ($\omega_0 = 2\pi f_0$, où f_0 est la fréquence centrale), $\Phi(\omega)$ peut être développé mathématiquement comme,

$$\beta(\omega)z=(\beta_0+\beta_1\Delta\omega+\beta_2\Delta\omega^2/2+\ldots)z,$$

$$=(\Phi_0+\Phi_1\Delta\omega+\Phi_2\Delta\omega^2/2+\ldots), \tag{2.6}$$

avec

$$\beta_n=\frac{d^n}{d\omega^n}\beta|_{\omega=\omega_0} \tag{2.7}$$

avec $\Delta\omega=\omega-\omega_0$, β_0 est un facteur de phase constant, β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe, et β_2 est défini comme le paramètre de la dispersion de vitesse de groupe (Group Velocity Dispersion, GVD). Le terme de déphasage quadratique $\beta_2 z\Delta\omega^2/2$ induit la variation linéaire du retard du groupe, qui est la raison principale de l'élargissement de l'impulsion. Les termes

$\beta_0 z$ et $\beta_1 z\Delta\omega$ sont bien connus de ne pas être responsable de l'étalement des impulsions dans le temps. Les autres termes de dispersion d'ordre supérieur sont négligeables et peuvent être ignorés dans les discussions suivantes. En l'absence d'effets dispersifs d'ordre supérieur, en ne retenant que les deux premiers termes de l'expansion de Taylor du milieu dispersif, nous pouvons approximer $\Phi(\omega)$ comme un terme de phase quadratique, comme le montre la figure 2.3. Cette approximation est appelée approximation de dispersion de premier ordre, conduisant à $H(\omega)$ ayant une amplitude passe-tout avec une réponse en phase quadratique. Par conséquent, le retard de groupe du milieu dispersif, défini comme suit $\tau_g = d\Phi(\omega)/d\omega = \Phi_1 + \Phi_2\Delta\omega,$ présente une variation linéaire en fonction de la fréquence. Un milieu dispersif de premier ordre est caractérisé par la pente du retard du groupe en fonction de ω, Φ_2, appelé coefficient de dispersion de premier ordre. Le coefficient de dispersion de premier ordre est lié au paramètre GVD (β_2) par $\Phi_2 = \beta_2 z$.

Maintenant, pour revenir à la dualité espace-temps, considérons l'analogue temporel d'une fente ou d'une ouverture. Une bonne représentation est fournie par une courte impulsion lumineuse dans le domaine temporel. La largeur et la forme de l'impulsion correspondent à la largeur et à la forme de la fente individuelle. L'analogue temporel de la diffraction est la dispersion de vitesse de groupe, et la propagation d'une impulsion d'amplitude $A(t, z=0)$ dans un milieu dispersif est décrite par la formule suivante,

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \qquad (2.8)$$

avec $t = \tau - z/v_g$ est le temps retardé. En fait, les équations (2.1) et (2.8) sont mathématiquement équivalentes. Il est important de noter que les deux équations représentent une forme approchée de l'équation d'onde. L'approximation paraxiale est utilisée dans l'équation (2.1), qui suppose que l'amplitude du champ $A(x, z)$ varie lentement avec z à l'échelle d'une longueur d'onde, tandis que la dérivation de l'équation (2.8) suppose que l'amplitude $A(t, z)$ varie lentement avec z à l'échelle d'un cycle optique. La seule différence entre la diffraction et la dispersion est que le paramètre GVD (β_2) dans l'équation (2.8) peut-être positif ou négatif, alors que la constante de propagation k dans l'équation (2.1) ne peut être que positive. Cela implique que dans le cas de la diffraction, la propagation en espace libre présente nécessairement un produit longueur d'onde-distance positif $(\lambda \times z)$, c'est-à-dire que les

hautes fréquences spatiales se déplacent plus rapidement latéralement que les basses fréquences spatiales. En revanche, en cas de dispersion de la vitesse de groupe, un milieu dispersif normal ($\beta_2 > 0$ tel que les fibres à compensation de dispersion, présente un chirp de fréquence positif ($\beta_2 z > 0$) - les basses fréquences se déplacent plus rapides que les hautes fréquences, et un milieu dispersif anormal ($\beta_2 < 0$), tel que les fibres optiques monomodes classiques, présente un retard de groupe négatif ($\beta_2 z < 0$) - les hautes fréquences se déplacent plus rapides que les basses fréquences. La possibilité d'avoir une dispersion positive ou négative ajoute un degré de polyvalence supplémentaire importante pour concevoir et construire des processeurs d'informations optiques.

La dualité entre la dynamique temporelle des formes d'onde optiques et l'évolution spatiale des faisceaux optiques est basée sur l'équivalence mathématique entre les équations (2.1) et (2.8). En particulier, la distance de propagation en espace libre dans la propagation de la lumière dans le domaine spatial, qui détermine de combien un faisceau est diffracté, est analogue à la dispersion totale du retard de groupe (Φ_2) dans un milieu dispersif. Comme mentionné ci-dessus, dans le domaine de Fourier, la fonction de transfert de la diffraction en espace libre fournit au champ un déphasage quadratique dans l'espace *k*. De même, dans le régime linéaire, la fonction de transfert de la dispersion de premier ordre fournit une phase spectrale quadratique dans le domaine des fréquences.

$$H(\omega) \propto \exp(j\Phi(\omega)) = \exp(j\frac{\beta_2 z\omega^2}{2}) \tag{2.9}$$

L'équation (2.9) décrit la distorsion des impulsions dans les milieux dispersifs qui fournissent une réponse d'amplitude presque constante et une réponse de phase quadratique (c'est-à-dire un retard de groupe linéaire) sur la largeur de bande de l'impulsion. La réponse impulsionnelle correspondante $h(t)$ d'un milieu dispersif peut alors être obtenue en prenant la transformée de Fourier inverse de cette fonction de transfert.

$$h(t) \propto \exp(-j\frac{1}{2\beta_2 z}t^2) = \exp(-j\frac{1}{2\Phi_2}t^2) \tag{2.10}$$

La réponse impulsionnelle temporelle de l'équation (2.10) a la même structure mathématique que la réponse impulsionnelle spatiale de l'équation (2.2), ce qui montre clairement que la distorsion d'une impulsion dans un milieu dispersif, en raison de la dispersion du premier ordre, est mathématiquement identique à la diffraction de Fresnel.

La figure 2.4 montre l'analogue de la diffraction de Fresnel (décrite à la figure 2.1) dans le domaine temporel lorsqu'une impulsion rectangulaire temporelle est transmise à travers un milieu dispersif. Dans ce cas, le spectre de la forme d'onde de sortie acquiert un déphasage quadratique imposé par le milieu dispersif. Les fibres optiques, les réseaux de Bragg à fibre linéaire chirpée (LC-FBG), les prismes et les réseaux de diffraction sont des exemples de milieux dispersifs largement utilisés dans le contexte des communications optiques et des applications liées [14].

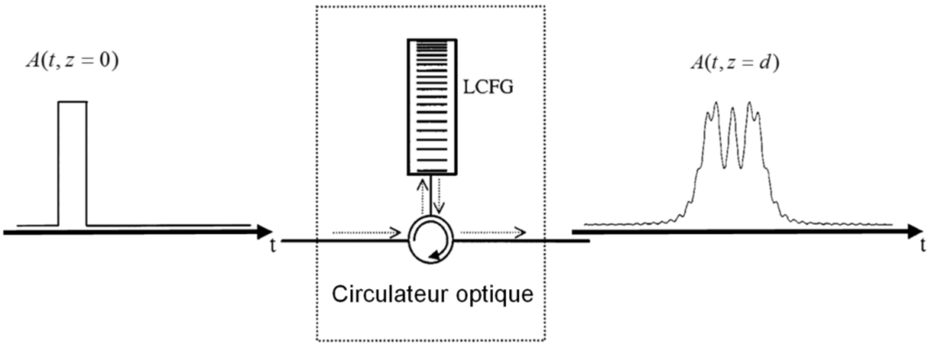


Fig. 2.4. Propagation d'une impulsion rectangulaire temporelle à travers un milieu dispersif de premier ordre.

L'autre géométrie de propagation spatiale de base qui illustre la dualité espace-temps est l'effet Talbot spatial. La contrepartie temporelle de l'effet Talbot se produit lorsqu'un signal temporel périodique (l'analogue temporel d'un réseau périodique de fentes), par exemple, un flux d'impulsions optiques courtes se répétant avec une période temporelle de T se propage à travers un milieu dispersif, dans des conditions de dispersion de premier ordre. T. Jannson et J. Jannson ont proposé d'utiliser l'effet Talbot temporel pour le transfert d'informations contenues dans des signaux périodiques le long d'une fibre optique [1]. La figure 2.5 représente la propagation d'un signal périodique d'entrée à travers un milieu dispersif de premier ordre; On suppose ici un morceau de fibre optique, où la pente du retard de groupe augmente linéairement avec la distance de propagation, c'est-à-dire $\Phi_2 = \beta_2 z$. L'enveloppe complexe du signal périodique d'entrée $A_{in}(t)$, représenté sur la figure 2.5 à z = 0 (où z représente la coordonnée de propagation axiale) peut être exprimée comme suit,

$$A(t,z=0) = A_{in}(t) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} a_0(t - pT) \tag{2.11}$$

où $a_0(t)$ (signal dans chaque période ou impulsion individuelle) est une fonction complexe arbitraire dans l'intervalle $|t| \leq T/2,$ et $a_0(t)=0,$ pour $|t| > T/2.$ De toute évidence, la puissance optique moyenne correspondante est également une fonction périodique, c'est-à-dire , $P_{in}(t)=|A_{in}(t)|^2=\sum_{p=-\infty}^{\infty} P_0(t-pT),$ avec $P_0(t)=|a_0(t)|^2$.

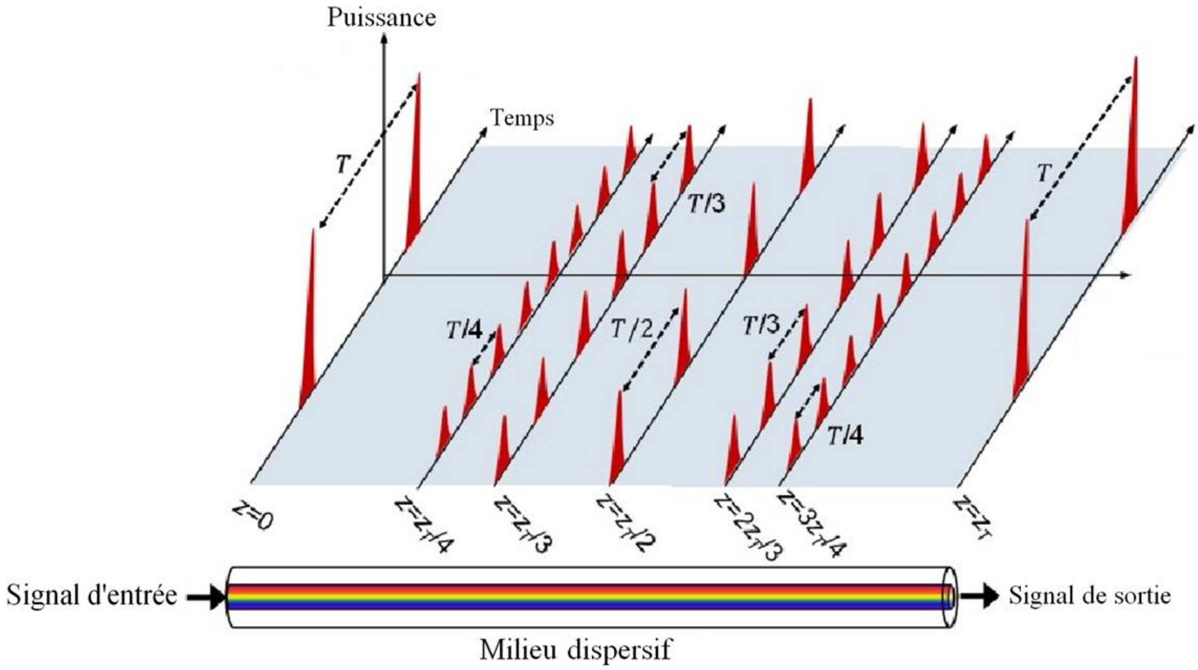


Fig. 2.5. Effet Talbot temporel. Evolution d'un train d'impulsions d'entrée périodique dans un milieu dispersif de premier ordre [25].

Comme mentionné ci-dessus, la propagation linéaire à travers un milieu dispersif dans le cadre de l'approximation de dispersion du premier ordre peut être caractérisée par la fonction de transfert spectral de l'équation (2.9), ou la réponse impulsionnelle temporelle correspondant dans l'équation (2.10). De cette façon, l'enveloppe complexe $A_{out}(t)$ de l'impulsion de sortie peut être obtenue en convoluant l'enveloppe complexe de l'impulsion d'entrée $A_{in}(t)$ avec la fonction de réponse impulsionnelle, l'équation (2.10). On peut aussi opérer dans le domaine fréquentiel : le spectre d'enveloppe complexe de sortie $A_{out}(\omega)(=\mathrm{F}\ \{A_{out}(t)\})$ (F représente la transformée de Fourier) peut être obtenu en multipliant directement le spectre de l'enveloppe complexe d'entrée $A_{in}(\omega)(=\mathrm{F}\ \{A_{in}(t)\})$ et la fonction de transfert spectral $H(\omega)$ dans l'équation (2.9),

$$A_{out}(\omega) = A_{in}(\omega)H(\omega) \tag{2.12}$$

L'enveloppe complexe du signal de sortie est simplement trouvée en prenant la transformée de Fourier inverse du spectre de sortie $A_{out}(t) = \mathrm{F}^{-1}\{A_{out}(\omega)\})$ (F^{-1} représente la transformée de Fourier inverse). Comme mentionné ci-dessus, dans le milieu dispersif choisi (fibre optique), la valeur de dispersion augmente linéairement avec la distance de propagation z $(\Phi_2 = \beta_2 z)$ qui affecte la fonction de transfert spectrale $H(\omega)$. Par conséquent, pour différentes distances de propagation, nous nous attendons à observer différentes formes de signal de sortie.

À certaines distances spécifiques, le signal original est reconstruit (l'auto- imagerie) avec une fréquence de répétition identique ou multipliée. Par exemple, comme le montre la figure (2.5), le train d'impulsions d'entrée est exactement auto-imagé après une propagation dispersive à travers un multiple entier de la distance de Talbot (auto imagerie entières de Talbot) définie comme suit,

$$z_T = s\frac{T^2}{2\pi\beta_2} \tag{2.13}$$

où s = 1, 2, 3, ... Comme pour l'effet Talbot spatial, pour des valeurs paires de s, on constate que le signal de sortie est une copie exacte du signal d'entrée. Pour les valeurs impaires de s, nous constatons que le signal périodique original est également reproduit mais avec un décalage de demi-période $T/2$, rappelons que la variable temporelle 't' est relative au retard de groupe, par conséquent, le retard $T/2$ s'ajoute au retard de groupe. En résumé, si la période de répétition du train d'impulsions d'entrée vérifie la condition (2.12), le signal est reproduit sans subir de distorsion.

En plus des images de reconstruction décrites, on trouve d'autres modèles intéressants. Aux distances fractionnaires de,

$$z = \frac{s}{m}z_T = \frac{s}{m}\frac{T^2}{2\pi\beta_2} \tag{2.14}$$

avec s = 1, 2, 3, ..., m = 2, 3, 4, ..., tel que s/m est un nombre rationnel irréductible, le signal de sortie est une copie du signal périodique d'entrée (où une impulsion individuelle conserve sa forme et sa largeur temporelle), mais avec une fréquence de répétition m fois supérieure à

celle du signal d'entrée. Dans ce cas, la puissance de chaque impulsion est idéalement diminuée du facteur *m*, sans tenir compte des pertes d'insertion du milieu dispersif. La figure 2.5 montre des exemples de trains d'impulsions de sortie aux distances fractionnaires de Talbot $z = z_T/4, z_T/3, z_T/2$ où le taux de répétition d'entrée a été multiplié par des facteurs de m = 4, 3 et 2, respectivement.

2.4 L'effet Talbot temporel à phase continue

Pour établir l'effet Talbot temporel à phase continue, nous utilisons des LC-FBG comme un milieu dispersif. Le comportement de réflexion d'un LC-FBG peut être décrit au moyen de son coefficient de réflexion de champ $r(\omega) = |r(\omega)|\exp(j\Phi(\omega))$. Ce coefficient de réflexion présente une amplitude pratiquement plate $|r(\omega)| = A$ et une réponse en phase quadratique (retard de groupe linéaire $\tau_g(\omega) = \partial\Phi(\omega)/\partial\omega$) sur une largeur de bande spectrale limitée $\Delta\omega$ centrée sur la fréquence centrale de Bragg ω_0 [15]. Par conséquent, dans cette largeur de bande spectrale, le coefficient de dispersion de premier ordre $\Phi_2 = \partial^2\Phi(\omega)/\partial^2\omega = \partial\tau_g(\omega)/\partial\omega$ est presque constant. Nous considérons un signal périodique d'entrée (un train infini de courtes impulsions lumineuses), avec une période de répétition *T* et une forme d'impulsion arbitraire. Ce signal est supposé être centré à la fréquence centrale de Bragg ω_0 du LC-FBG et avoir une largeur de bande plus étroite que la largeur de bande du réseau $\Delta\omega$. Comme nous avons mentionné, le signal périodique d'entrée est alors l'analogue temporel de la distribution d'amplitude du champ périodique, de sorte que le temps de répétition *T* correspond à la période spatiale Λ.

2.4.1 Cas A

Supposons que la période *T* du signal d'entrée satisfasse la condition suivante,

$$T^2 = T_{Ts}^{\ 2} = \frac{2\pi \times \Phi_2}{s},\ s = 1, 2, 3, \dots \qquad (2.15)$$

où Φ_2 est le coefficient de dispersion du LC-FBG considéré. La période T_{Ts} sera appelée la période temporelle de Talbot pour $s = 1, 2, 3, \dots$ Notez que cette équation est obtenue comme la contrepartie temporelle de la condition spatiale de l'équation (2.4). En conséquence, pour des valeurs paires de $s = 2, 4, 6, \dots$ on constate que le signal réfléchi est une réplique exacte du

signal d'entrée (contrepartie temporelle des images de Talbot). Pour des valeurs impaires de $s = 1, 3, 5, \ldots$ nous trouvons que le signal périodique original est également reproduit mais avec un décalage de demi-période $T/2$ (contrepartie temporelle des images de Talbot inversées). En résumé, si la période de répétition du train d'impulsions incidentes vérifie la condition (2.15) le signal est réfléchi sans subir de distorsions.

Pour vérifier l'effet décrit, nous considérons un LC-FBG de 20 cm de long avec une modulation d'indice maximal de 7×10^{-5} et une variation de la période du réseau de 534,74 à 534,47 nm. En utilisant le formalisme de la matrice de transfert et les techniques du filtre à couche mince [16], nous calculons le coefficient de réflexion du champ LC-FBG $r(\omega)$. La figure 2.6 montre la réflectivité du LC-FBG $|r(\omega)|^2$ sur axe gauche, et le retard du groupe de réflexion $\tau_g(\omega) = \partial\Phi(\omega)/\partial\omega$ sur l'axe droit.

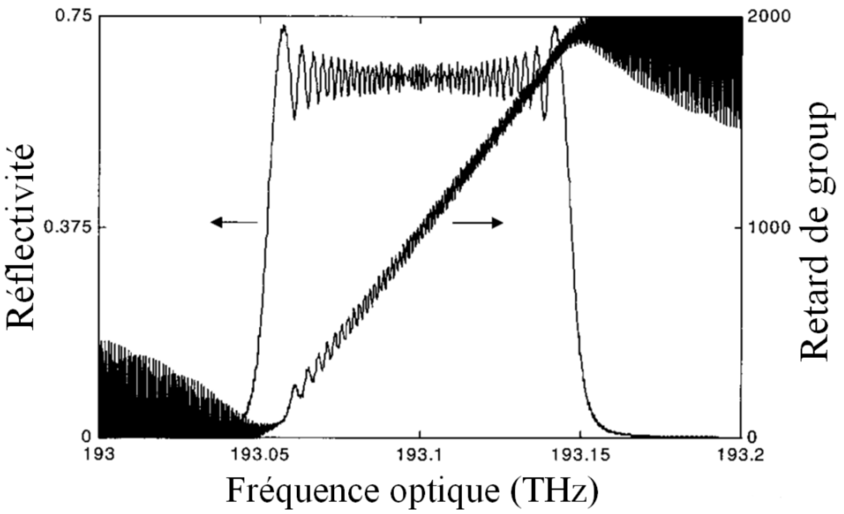


Fig. 2.6. Réflectivité (l'axe gauche) et délai de groupe de réflexion (l'axe droit) du LCFG en fonction de la fréquence optique [5].

Le LC-FBG a été conçu pour fournir un coefficient de dispersion moyen en fréquence $(2\pi\Phi_2) = 2 \times 10^4\, ps^2$, sur une largeur de bande de 100 GHz centrée sur 193,1 THz. On peut observer que le réseau fournit les caractéristiques souhaitées. Cependant, les réponses de l'amplitude et du retard de groupe présentent des ondulations indésirables à haute fréquence autour de leurs valeurs moyennes respectives. Ces ondulations peuvent être réduites (ou même éliminées) par une perturbation appropriée de l'indice de réfraction du réseau [17].

Nous calculons maintenant la réponse temporelle de réflexion de ce LC-FBG à des séquences d'impulsions périodiques, en utilisant différentes périodes de répétition. Le signal

d'entrée utilisé dans les simulations est une séquence périodique de 50 impulsions gaussiennes, chaque impulsion ayant une largeur temporelle de 25 ps. Dans la première simulation, nous utilisons la première période de Talbot (équation 2.13 avec s = 1), $T_{T1} = (2\pi \times \Phi_2)^{1/2} = (2\times 10^4)^{1/2}\, ps = 141.42\, ps$. La puissance optique moyenne du signal d'entrée, $P_i(t)$, est montré dans la figure 2.7.(a) (tracé du haut). La puissance est représentée en unités normalisées. La représentation montre trois impulsions prises au centre du signal, qui couvre un intervalle de temps de 400 ps. Nous obtenons le spectre du signal réfléchi en multipliant le spectre du signal d'entrée et la réponse spectrale $r(\omega)$ du LC-FBG.

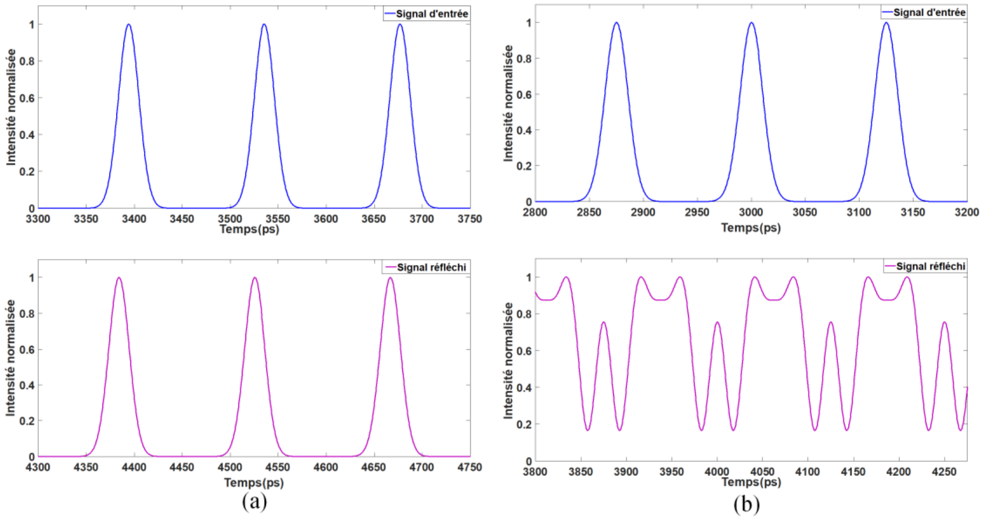


Fig. 2.7. Résultats de la réflexion de LC-FBG. (a) Tracé de gauche, train d'impulsions gaussien incident sur le LCFG.. La période de répétition (141,42 ps) satisfait à la condition de Talbot. Tracé du bas, train d'impulsions réfléchi par le LCFG. Le signal réfléchi est pratiquement une réplique sans distorsion du signal d'entrée. (b) Tracé de droite, train d'impulsions gaussien d'entrée. La période de répétition (125 ps) ne satisfait pas la condition de Talbot. Tracé du bas, train d'impulsions réfléchi. Le signal subit une forte distorsion.

La forme d'onde temporelle correspondante peut alors être récupérée lorsque nous prenons la transformée de Fourier inverse. La puissance optique moyenne normalisée du signal résultant, $P_r(t)$, est montrée dans la Fig. 2.7.(a) (tracé du bas). La représentation couvre le même intervalle de temps que le tracé du haut (400 ps) et inclut le retard. On constate que la puissance réfléchie est pratiquement une réplique sans distorsion de la puissance d'entrée. D'après les prédictions théoriques, le signal réfléchi devrait être une réplique exacte du signal d'entrée. Cependant, le signal réfléchi subit une faible distorsion (pratiquement imperceptible sur les figures), qui est due aux non-idéalités de la réponse spectrale du réseau (ondulations à haute fréquence dans les caractéristiques d'amplitude et de retard de groupe). Dans la

deuxième simulation, nous avons choisi une période de répétition de 125 ps, qui ne satisfait pas la condition de Talbot. Les puissances normalisées d'entrée et de réflexion, $P_i(t)$ et $P_r(t)$, respectivement, sont montrées dans la Fig. 2.7.(b) (en haut et en bas, respectivement). On observe que le signal réfléchi présente une périodicité identique à celle du signal d'entrée mais ne conserve pas la configuration d'origine. Le signal subit une forte distorsion. Pour estimer le degré de récurrence ou de similarité entre les puissances optiques d'entrée et réfléchies, $P_i(t)$ et $P_r(t)$, nous utilisons le coefficient de corrélation croisée C, défini comme suit [17],

$$C = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P_i(t) P_r(t) dt}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} P_i^2(t) dt \int_{-\infty}^{+\infty} P_r^2(t) dt\right]^{1/2}} \tag{2.16}$$

où les fonctions $P_i(t)$ et $P_r(t)$ sont synchronisées avant le calcul de ce coefficient. Notons que C peut varier de 0 à 1 [1 n'est atteint que si $P_i(t) = P_r(t)$].

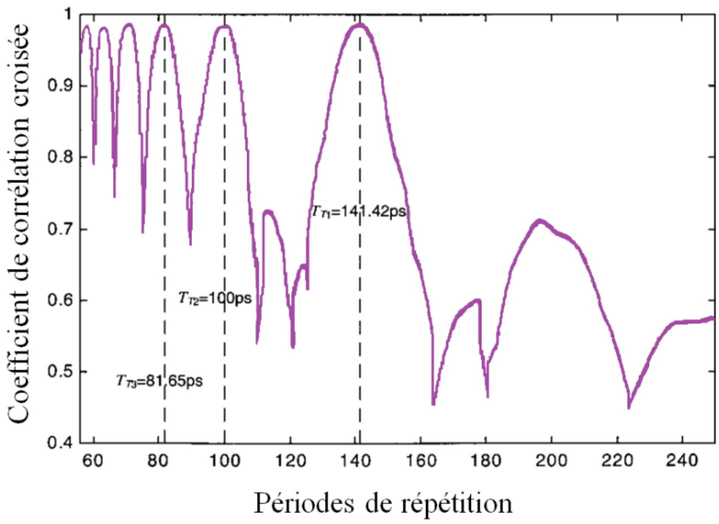


Fig. 2.8. Coefficient de corrélation croisée entre le signal d'entrée et le signal réfléchi dans le LCFG en fonction de la période de répétition du signal d'entrée. Les périodes de Talbot $T_{T1} = 141.42\,ps, T_{T2} = 100\,ps, T_{T3} = 81.65\,ps$ sont marquées sur la figure (lignes pointillées).

Dans la première simulation lorsque $T = T_{T1} = 141.42\,ps$, nous estimons un coefficient de corrélation croisée de 0,998, alors que dans la deuxième simulation $T = 125\,ps$, le coefficient estimé est de 0,644. La figure 2.8 montre la dépendance du coefficient de corrélation croisée C avec la période de répétition T du signal incident. Comme prévu, la récurrence optimale entre les signaux d'entrée et les signaux réfléchis (maximum du coefficient de corrélation croisée) se produit aux périodes de Talbot T_{T1} (dans la figure, nous marquons les périodes de

Talbot ($T_{T1}=141.42ps, T_{T2}=100ps, T_{T3}=81.65ps$). Ce fait peut être utilisé pour mesurer le coefficient de dispersion du premier ordre des LC-FBG, comme une alternative aux autres techniques de mesure de la dispersion. En accordant la période de répétition du signal incident, nous pouvons trouver les points de récurrence optimale et ensuite connaître les périodes de Talbot caractéristiques du LC-FBG considéré. De la valeur de deux périodes consécutives de Talbot, T_{T1} et T_{T1+1} nous pouvons obtenir les valeurs des coefficients de dispersion Φ_2 de LC-FBG. Selon la condition de Talbot (l'équation (2.13)), on a, pour toute valeur de *s*,

$$\left|\Phi_2\right| = \frac{T_{Ts}{}^2 T_{Ts+1}{}^2}{2\pi(T_{Ts}{}^2 - T_{Ts+1}{}^2)} \tag{2.17}$$

La forte dépendance de la récurrence avec la période de répétition du signal d'entrée (Figure 2.8) nous permet de conclure que la méthode décrite peut fournir une valeur précise du coefficient de dispersion dans le LC-FBG considéré. Il est important de noter que la technique proposée ne fournit pas d'informations sur les ripples de la réponse du retard de groupe. Une autre technique serait nécessaire pour extraire ces informations [18].

2.4.2 Cas B

Maintenant, Supposons que la période *T* du signal d'entrée satisfasse la condition suivante,

$$T^2 = \frac{4\pi \times \Phi_2}{(2s-1)},\ s = 1,2,3,\ldots \tag{2.18}$$

En supposant des impulsions individuelles plus étroite que $T/2$, nous constatons que le signal réfléchi reproduit le signal périodique d'entrée mais avec une fréquence de répétition double de ce signal (contrepartie temporelle des images sub-Talbot). La figure 2.9 montre le fonctionnement du LC-FBG dans ces conditions. La période de répétition *T* = 200 ps du signal d'entrée satisfait à la condition (2.18) lorsque *s* = 1. On observe que le signal réfléchi présente un motif périodique identique mais avec une fréquence deux fois supérieure à celle du signal original. De la même manière, il est possible de trouver des périodes pour lesquelles la fréquence de répétition du signal réfléchi est un multiple entier (supérieur à 2) de la fréquence de répétition d'entrée. En général, le signal réfléchi a un motif périodique identique mais avec une fréquence de répétition *m* fois ($m = 2,3,\ldots$) celle du signal d'entrée si la période de répétition *T* du signal d'entrée satisfait aux conditions suivantes,

$$T^2 = m\frac{2\pi\times\Phi_2}{(2s-1)},\ s=1,2,3,\ldots \tag{2.19}$$

La limite pratique du facteur de multiplication de la fréquence (*m*) dépend uniquement de la largeur temporelle des impulsions qui constituent la séquence. Par conséquent, nous pouvons utiliser un LC-FBG pour multiplier la fréquence de répétition d'une séquence d'impulsions périodiques donnée sans distorsion. Le réseau doit être conçu pour fournir un coefficient de dispersion Φ_2 qui satisfait à la condition (2.19) pour la période de répétition *T* de la séquence à traiter et le facteur de multiplication *m* désiré. Par exemple, nous pouvons tripler (*m* = 3) la fréquence de répétition d'une séquence d'impulsions périodiques arbitraire de période de répétition *T* = 150 ps en utilisant un LC-FBG avec un coefficient de dispersion $(2\pi\times\Phi_2)=7500\,ps^2$.

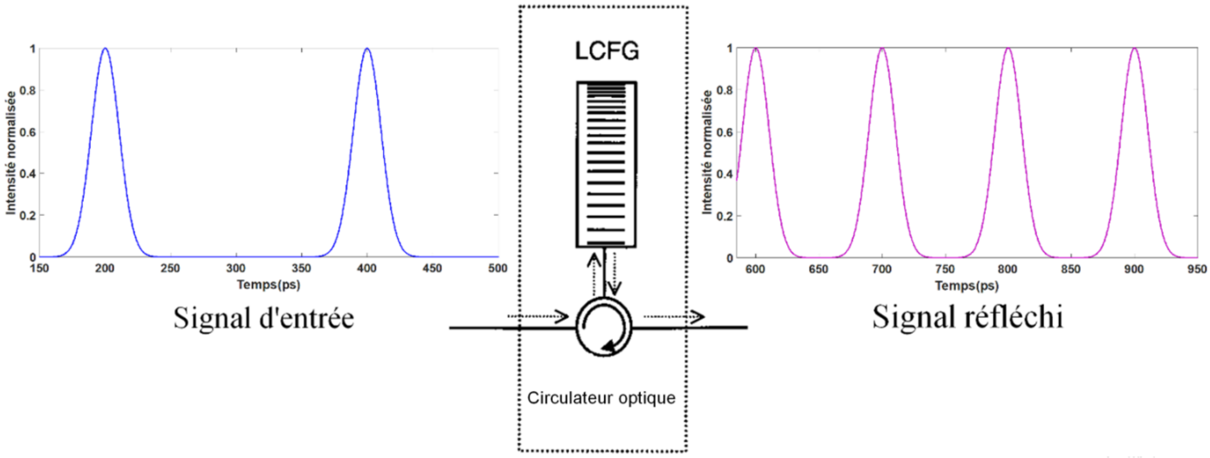


Fig. 2.9. Diagramme d'un multiplicateur de fréquence basé sur un LC-FBG. La période de répétition (200 ps) du signal d'entrée. La période de répétition (100 ps) du signal de sortie.

2.5 L'effet Talbot temporel à phase discrète

2.5.1 L'effet Talbot temporel en tant que filtrage périodique à phase unique

Le signal d'entrée de notre problématique est une fonction périodique du temps et par conséquent, il peut être représenté dans le domaine fréquentiel comme des composantes discrètes de Fourier, espacés par la fréquence de répétition du signal $\omega_r = 2\pi / T_r$. Après la propagation dans le milieu dispersif, chacune des composantes de Fourier du signal est affectée par un facteur de phase supplémentaire. Plus précisément, la distorsion de phase quadratique introduite par le milieu dispersif sur la composante discrète de Fourier du signal

d'ordre p est $\Phi_p = \Phi'(\omega = \omega_0 + p\omega_r) = (\Phi_0^{(2)}/2)p^2\omega_r^2, (p = 0, \pm1, \pm2, \ldots)$. Si le coefficient de dispersion du milieu satisfait la condition de Talbot pour la multiplication du taux de répétition, les déphasages induits par la dispersion répondent à l'égalité suivante,

$$\left|\Phi_p\right| = p^2\left(\frac{q}{m}\right)\pi \tag{2.20}$$

On peut facilement prouver que la fonction $\exp(j\left|\Phi_p\right|)$ est une fonction périodique de p avec une période donnée par le facteur de multiplication m. En particulier, $\left|\Phi_{p+m}\right| = (p+m)^2(q/m)\pi = \left|\Phi_p\right| + (q.m)\pi$. La fonction $\exp(j\left|\Phi_p\right|)$ est évidemment périodique (avec m périodes) lorsque le produit $q.m$ est un nombre pair. Dans le cas où $q.m$ est un nombre impair, le filtre de phase peut également être rendu périodique en supposant une opération de filtrage de phase linéaire concaténée de la forme $\left[\exp(j(\omega-\omega_0)T_r/2m\right]_{\omega=\omega_0+p\omega_r} = \exp(jp\pi/m)$. Cette opération de filtrage tient simplement compte d'un délai supplémentaire de $T_r/2m$ dans le train d'impulsions de sortie généré. Ainsi, dans l'approche de Talbot, le milieu dispersif déforme la phase du spectre discret d'entrée de façon périodique, avec une période donnée par la fréquence de répétition de sortie souhaitée, par exemple $m\omega_r$. Sur la base de l'argumentation ci-dessus, le processus de filtrage de phase mis en œuvre par le milieu dispersif sur un train d'impulsions optiques entrant est équivalent à celui mis en œuvre par un filtre périodique à phase quadratique, de période spectrale égale à la fréquence de répétition de sortie $m\omega_r$, dans lequel la variation de la phase (ou retard de groupe) dans chaque période est identique à celle du milieu dispersif de Talbot. Un schéma de cette équivalence est présenté à la figure 2.10, qui montre les réponses de phase spectrale et de retard de groupe de deux configurations de filtrage équivalentes sur 5 périodes spectrales, en supposant une multiplication de la fréquence de répétition par $m = 3$ et avec le paramètre q fixé à $q = 1$.

Un paramètre important dans la caractérisation d'un processus dispersif est la durée totale (maximale) du retard de groupe. En général, plus cette durée totale du retard de groupe est importante, plus le dispositif de filtrage est long. En particulier, dans un filtre de phase à fibre (par exemple, LC-FBG), la durée de retard $\Delta\tau$ est directement proportionnelle à la longueur de fibre nécessaire, $L \approx (c/2n_{eff})\Delta\tau$, avec c est la vitesse de la lumière dans le vide et n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode qui se propage dans la fibre optique.

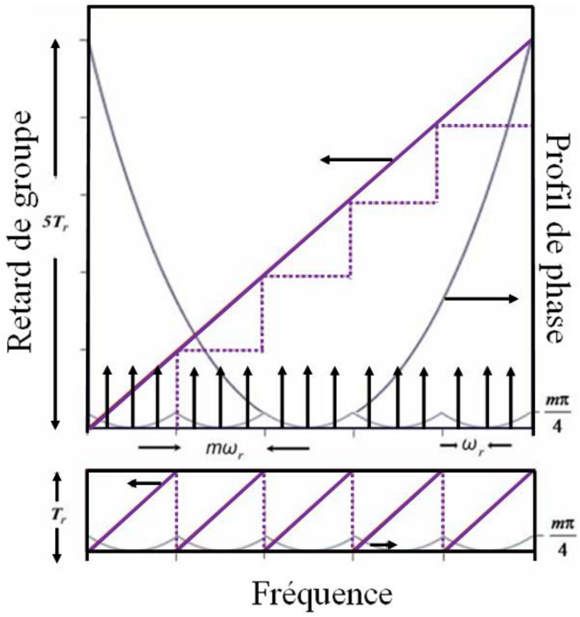


Fig. 2.10. Réponses spectrale de phase et le retard de groupe de deux filtres de Talbot équivalents, un milieu dispersif unique (graphique du haut) et un filtre de phase périodique (graphique du bas), pour multiplier la fréquence de répétition d'un train d'impulsions optiques d'entrée par *m* = 3, en supposant que le facteur *q* = 1. Les courbes rouges et gris dans la figure représentent le retard de groupe et le profil de phase du filtre correspondant, respectivement, tandis que les petites flèches dans le graphe du haut représentent les composantes spectrales discrètes (modes) du train d'impulsions d'entrée.

Dans le cas de la mise en œuvre conventionnelle de Talbot basée sur un seul milieu dispersif (par exemple un seul LC-FBG), la durée totale du retard de groupe $\Delta\tau_0$ doit être calculé sur toute la largeur de bande de train d'impulsion d'entrée $\Delta\omega_{in}$ voir la figure 2.10 (graphique du haut); en particulier la durée totale du retard de groupe doit être,

$$\Delta\tau_0 = \Delta\Phi_0^{(2)}\Delta\omega_{in} = (q/m)(T_r^{\,2}/2\pi)\Delta\omega_{in} \qquad (2.21)$$

En revanche, dans le cas d'un dispositif de filtrage périodique à phase seule, la durée totale du retard de groupe $\Delta\tau_1$ doit être calculé sur une seule période spectrale, voir la figure 2.10 (graphique du bas).

$$\Delta\tau_1 = \Delta\Phi_0^{(2)}\omega_{r,out} = qT_r \qquad (2.22)$$

où nous rappelons que $\omega_{r,out} = m\omega_r$. Une caractéristique très pertinente d'un filtre périodique à phase seule (de période $m\omega_r$) est que son intervalle de temps total du retard de groupe est plus court que dans le filtre de Talbot équivalent basé sur un seul milieu dispersif. Cela se traduit

par des dispositifs requis plus courts. Une observation importante est que dans le cas de $q = 1$ (cas représenté à la figure 2.10), la durée totale du retard de groupe dans le filtre périodique à phase seule est égale à la période de répétition du signal d'entrée $\Delta\tau_1 = T_r$. Dans ce cas particulier, les spécifications de conception du filtre périodique de Talbot coïncident exactement avec celles utilisées précédemment pour la mise en œuvre de multiplicateurs de fréquence de répétition d'impulsions [19,20]. La conception de ces filtres a été traditionnellement justifiée sur la base de l'interprétation heuristique du processus de multiplication du taux d'impulsion suivante. Chaque impulsion optique incidente sur le filtre est étalée en une séquence d'impulsions multiples dont la fréquence de répétition est fixée par la période spectrale du filtre et avec la durée totale de la séquence est fixée par la durée totale du retard de groupe. Un train continu d'impulsions optiques est obtenu à la sortie si la durée de la séquence générée à partir de chaque impulsion incidente est fixée de manière à coïncider avec la période de répétition du signal d'entrée (pour combler l'intervalle entre les impulsions individuelles de la séquence d'entrée). Ici, nous avons découvert que cette méthode de filtrage périodique à phase seule, introduite précédemment, représente en fait une autre façon de mettre en œuvre un processus de multiplication du taux de répétition des impulsions basé sur l'effet Talbot temporel.

2.5.2 Famille complète de filtres périodiques de Talbot

Sur la base de l'équivalence présentée dans la section précédente, le même processus de multiplication du taux de répétition des impulsions basé sur l'effet Talbot temporel peut être réalisé en utilisant différentes conceptions de filtres, qui sont formellement équivalentes. En particulier, supposons que le train d'impulsions optiques d'entrée a un taux de répétition ω_r et que nous voulons concevoir un filtre optique permettant de multiplier cette fréquence de répétition par *m*. En principe, cette opération de filtrage peut être réalisée en utilisant l'une ou l'autre des solutions suivantes : (i) un seul milieu dispersif (par exemple, LC-FBG) fournit une dispersion de premier ordre qui satisfait la condition de Talbot dans l'équation (2.19) [21,4,22] ; (ii) un dispositif de filtrage périodique à phase seule avec une période spectrale fixée par la fréquence de répétition de la sortie, c'est-à-dire, $\omega_{r,out} = m\omega_r$, et fourni un retard de groupe linéaire dans chaque période avec une pente (dispersion) donnée par l'équation (2.19). Il convient de noter que par rapport à la solution conventionnelle basée sur le filtrage de phase périodique [19,20], la solution définie en (ii) offre un degré de liberté supplémentaire, donné

par le paramètre *q*, qui peut être fixé à tout nombre entier arbitraire tant que (*q/m*) est un nombre rationnel irréductible.

La solution classique de filtrage périodique est un cas particulier de la solution plus générale donnée ici (pour le cas où $q = 1$).

De plus, le fait qu'un filtre de Talbot est un filtre spectralement périodique avec une période fondamentale donnée par $\omega_{r,out} = m\omega_r$, (lors du fonctionnement sur le train d'impulsions optiques correspondant), implique qu'en général, la réponse spectrale du filtre est périodique avec une période donnée par tout multiple entier de sa période fondamentale. Sur la base de cette généralisation, le même processus de multiplication du débit que ci-dessus peut être réalisé en utilisant un filtre périodique à phase seule dont la période spectrale est donnée par un multiple entier quelconque du débit de répétition de sortie souhaité, c'est-à-dire avec une période spectrale donnée par $p\omega_{r,out} = p(m\omega_r)$, où $p = 1, 2, 3, ...$, et où la variation de phase spectrale dans chaque période est celle requise pour induire l'effet Talbot correspondant [dans chaque période, le filtre doit présenter un retard de groupe linéaire avec une pente fixée pour satisfaire la condition de Talbot dans l'équation (2.19)]. Ces spécifications générales de conception définissent une famille complète de différents filtres de phase périodiques qui permettent de mettre en œuvre le même processus de base de la multiplication du taux basé sur l'effet Talbot temporel. Les solutions précédentes conventionnelles pour la multiplication de la fréquence de répétition des impulsions sont des conceptions de filtre particulières appartenant à la famille plus générale présentée ici. Plus précisément, la conception précédente du filtrage périodique à phase seule [19,20] peut être obtenue en fixant simplement $p = 1$ dans la famille générale des solutions. De même, la solution basée sur un seul milieu dispersif est la solution résultant d'une valeur suffisamment grande de *p* pour que la période spectrale $p\omega_{r,out}$ soit plus grande que la largeur de bande de l'impulsion d'entrée, $\Delta\omega_{in} < p\omega_{r,out}$; dans ce cas, le filtre périodique général est composé d'une seule période spectrale [21,4,22]. La figure 2.11 montre un exemple d'une autre configuration de filtrage équivalente à celle de la figure 2.10 (en particulier, dans l'exemple de la figure 2.11, nous avons fixé $p = 2$ et $q = 1$).

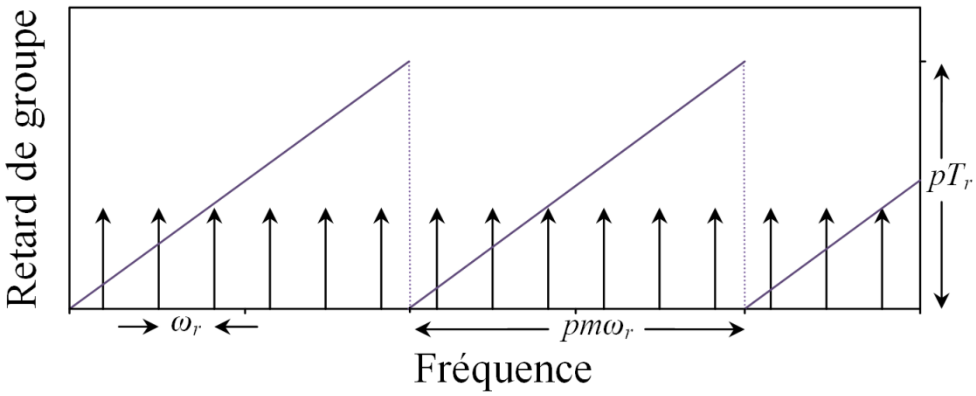


Fig. 2.11. Réponse du retard de groupe d'un filtre périodique à phase quadratique pour multiplier la fréquence de répétition d'un train d'impulsions d'entrée par un facteur m = 3 (filtre de Talbot périodique avec p = 2, en supposant q =1). La courbe solide représente le retard de groupe du filtre et les petites flèches représentent les composantes spectrales discrètes (modes) du train d'impulsions périodiques d'entrée.

Il est important de noter que le fait qu'un train d'impulsions optiques périodique puisse être obtenu à la sortie d'un filtre spectralement périodique ayant une période spectrale plus grande que la fréquence de répétition du train de sortie (par un facteur entier p) est un fait contre-intuitif. Il convient que la famille d'équivalences présentée n'est valable qu'en supposant un train d'impulsions périodique approprié comme signal d'entrée des systèmes de filtrage.

2.5.3 Exemple numérique

À titre d'exemple, nous considérons un train d'impulsions d'entrée de 10 GHz (c'est-à-dire T_r = 100 ps) composé de 25 impulsions gaussiennes en limite de Fourier, chacune ayant une largeur temporelle FWHM de 3 ps. La largeur spectrale des impulsions d'entrée est $\Delta\omega_{in}/2\pi = 400GHz$. Trois configurations de filtrage différentes mais équivalentes ont été conçues et testées numériquement pour multiplier la fréquence de répétition d'entrée par un facteur m = 4 afin d'obtenir une fréquence de répétition des impulsions de sortie de 40 GHz. En première approche, nous utilisons un seul milieu dispersif linéaire avec un coefficient de dispersion de premier ordre $\Phi_0^{(2)}$ satisfaisant l'équation (2.19) pour les valeurs données de T_r et m. Ce filtre a un profil de phase quadratique sur toute la largeur spectrale du train d'impulsions d'entrée, introduit un retard total de groupe de $\Delta\tau_0 = 1ns$. Si le filtre dispersif est mis en œuvre en utilisant un LCFBG, une longueur de réseau de L > 10 cm est nécessaire.

Dans une deuxième approche, un processus de filtrage équivalent est mis en œuvre en utilisant un filtre périodique à phase quadratique dont la période spectrale est égale à la

fréquence de répétition de la sortie, c'est-à-dire 40 GHz. Dans ce cas, 10 périodes spectrales sont nécessaires pour couvrir la bande spectrale totale de signal d'entrée, où le profil de retard de groupe dans chaque période spectrale est linéaire avec la même pente (dispersion) que pour le premier filtre [c'est-à-dire une dispersion donnée par l'équation (2.19)]. Dans ce cas, la durée totale du retard de groupe n'est que de $\Delta\tau_1 = T_r = 100\,ps.$. Si le filtre est mis en œuvre à l'aide de LCFBGs, un minimum de 10 LCFBGs devrait être superposé sur la même section de fibre optique ; cependant, chacun de ces réseaux (c'est-à-dire la structure du réseau) serait aussi court que L ≈ 1 cm.

La même opération de filtrage est finalement mise en œuvre en utilisant un filtre périodique différent où la période spectrale est maintenant fixée à 80 GHz, c'est-à-dire deux fois la fréquence de répétition de sortie souhaitée (p = 2). Le nouveau filtre se compose de 5 périodes spectrales et présente une réponse de retard de groupe linéaire dans chaque période avec la même pente (dispersion) que pour les deux filtres précédents [donnée par l'équation (2.19)]. Cela se traduit par durée totale du retard de groupe de $\Delta\tau_2 = 200\,ps.$ En pratique, ce filtre peut être mis en œuvre en utilisant seulement 5 LCFBG superposés de longueur L ≈ 2 cm.

Nous avons simulé les trois opérations de filtrage envisagées en supposant des filtres idéaux à phase seule avec les fonctions de transfert spectrales décrites ci-dessus. Dans chaque cas, le profil temporel de sortie a été calculé en prenant la transformée de Fourier inverse du résultat de la multiplication du spectre du train d'impulsions d'entrée par la fonction de transfert correspondante. Les trois configurations de filtrage simulées ont effectué le processus de multiplication du taux de répétition des impulsions attendu, fournissant un train d'impulsions de sortie de 40 GHz, où les impulsions de sortie individuelles étaient identiques à celles du train d'entrée de 10 GHz.

La figure 2.12 analyse le train d'impulsions de sortie obtenu par l'utilisation de l'un de ces trois filtres de Talbot équivalents. Sur la figure 2.12, la figure ci-dessous (courbe solide) représente la variation temporelle (intensité optique) du train d'impulsions généré à la sortie du filtre, la figure de gauche représente la densité spectrale d'énergie correspondante, et l'image bidimensionnelle au centre de la figure représente la distribution d'énergie temps-fréquence (TF) conjointe du train d'impulsions généré. Dans cette figure, les différentes

intensités sont représentées par des couleurs différentes selon la carte des couleurs présentée à droite de la figure 2.12.

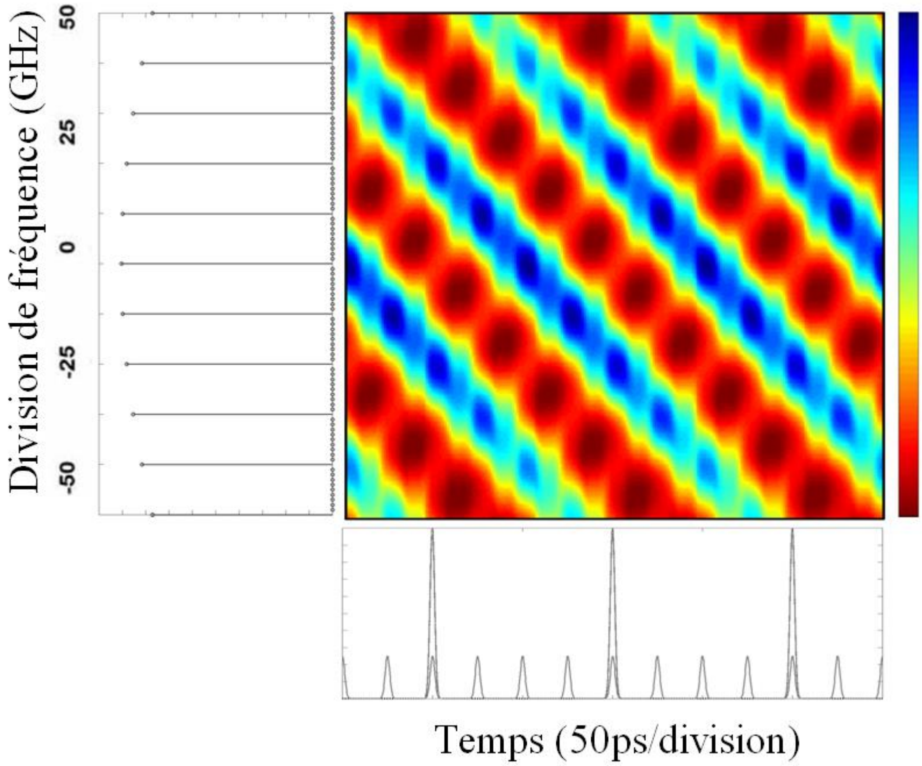


Fig. 2.12. Analyse temps-fréquence du train d'impulsions optiques à débit multiplié généré à la sortie de l'un des filtres de Talbot décrits dans le texte. À titre de comparaison, la forme d'onde temporelle du train d'impulsions d'entrée est également représentée dans le graphique du bas (courbe en pointillés).

La représentation conjointe TF d'un signal donné fournit des informations sur l'emplacement temporel des composantes spectrales du signal [23] et dépend essentiellement de la structure de la phase temporelle/spectrale de ce signal. Les distributions d'énergie des TF ont été calculées à l'aide de spectrogrammes classiques avec une fenêtre temporelle gaussienne d'une durée de ~ 31,25ps. A titre de comparaison, la distribution temporelle de l'intensité du train d'impulsions d'entrée est également représentée sur la Fig. 2.12 (courbe en pointillés ci-dessous). Le fait que le train d'impulsions de sortie présente une distribution TF conjointe identique pour chacun des trois filtres considérés confirme que le même processus de filtrage est mis en œuvre dans tous ces cas. En d'autres termes, les trains d'impulsions de sortie générés dans les trois cas considérés sont identiques en amplitude et en phase. De plus, le modèle TF obtenu dans les trois cas est attendu pour un processus de multiplication du taux de répétition basé sur l'effet Talbot temporel, d'après une étude numérique menée précédemment [24]. Notez que le spectre d'énergie n'est pas affecté par le processus de

filtrage puisque l'on suppose des filtres idéaux à phase seule. En conséquence, le spectre d'énergie de sortie consiste en un ensemble périodique de composantes de fréquence discrètes avec un espacement de fréquence identique à celui de l'entrée, c'est-à-dire fixé par le taux de répétition original (10 GHz).

Ainsi, comme prévu pour un processus de filtrage en phase seule, seul le taux de répétition du profil temporel d'intensité est multiplié mais la vitesse du champ électrique complexe correspondant au train d'impulsions généré reste en fait inchangée (c'est pourquoi les différentes impulsions de sortie dans une période du train d'entrée présentent des longueurs d'onde moyennes différentes). Cette limitation de l'effet Talbot fractionnel temporel a été reconnue et étudiée précédemment et différentes solutions pour la conversion champ-intensité ont été démontrées pour obtenir une véritable multiplication de la fréquence de répétition des impulsions (en amplitude et en phase) [22].

A titre de comparaison, un quatrième processus de filtrage est enfin simulé pour mettre en œuvre la même opération de multiplication du taux de répétition des impulsions (par m = 4) sur le même train d'impulsions d'entrée que dans les cas précédents. Ce dernier filtre a simplement ajouté un déphasage de π sur un mode spectral tous les 4 modes du signal original. Les résultats correspondant à ce processus de multiplication de la fréquence de répétition sont présentés à la figure 2.13, avec les mêmes définitions que pour la figure 2.12. Bien que le taux de répétition des impulsions ait été augmenté (en intensité) de la même manière que dans les cas précédents, la distribution TF conjointe révèle une structure de phase différente pour le train d'impulsions généré par rapport à celle obtenue avec les filtres de Talbot.

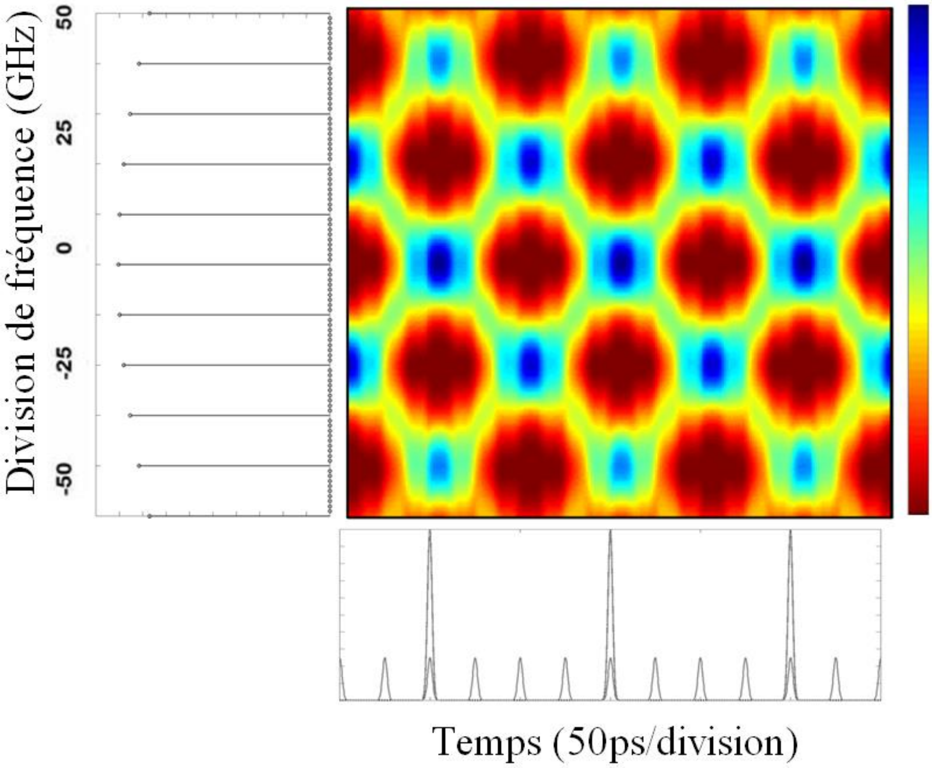


Fig. 2.13. Analyse temps-fréquence conjointe du train d'impulsions de sortie avec un taux multiplié par 4, en introduisant un déphasage de π sur un mode spectral tous les 4 modes du train d'impulsions d'entrée original (pour une comparaison, la forme d'onde temporelle du train d'impulsions d'entrée est également représentée dans le tracé ci-dessus par une courbe en pointillés).

Conclusion

Dans ce chapitre, l'équivalent dans le domaine temporel du phénomène d'auto-imagerie spatiale a été étudié en détail. En particulier, par l'utilisation d'une approche basée sur la théorie du signal, une étude analytique générale du phénomène a été réalisée. En outre, nous avons montré que l'effet Talbot temporel peut être appliqué pour multiplier la fréquence de répétition d'une séquence d'impulsions périodiques donnée. Aussi, nous avons introduit un nouvel ensemble de configurations équivalentes de filtrage périodique en phase seule qui peuvent être utilisées pour mettre en œuvre la technique de multiplication de la fréquence d'impulsion basée sur l'effet Talbot temporel. Dans le chapitre suivant, nous donnerons un rappel sur les notions mathématiques et physiques élémentaires sur les structures biréfringentes, qui sont les outils de base utilisés dans cette thèse.

Bibliographie

1. T. Jannson and J. Jannson, “Temporal self-imaging effect in single-mode fibers,” J. Opt. Soc. Am., vol. 71, pp. 1373–1376, (1981).
2. T. Young, “On the theory of light and colours,” Philos. Trans. R. Soc. London, vol. 92, pp. 12-48, (1802).
3. J. W. Goodman, Introduction to Fourier optics, 2nd ed., New York: McGraw-Hill, (1996).
4. F. Träger, Springer handbook of lasers and optics, London: Springer, (2012).
5. J. Azaña and M. A. Muriel, “Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse repetition rates,” IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., vol. 7, pp. 728–744, (2001).
6. L. Rayleigh, “On copying diffraction-gratings, and on some phenomenon connected therewith,” Phil. Mag., vol. 11, pp. 196–205, (1881).
7. J. T. Winthrop and C. R. Worthington, “Theory of Fresnel images. I. Plane periodic objects in monochromatic light,” J. Opt. Soc. Am., vol. 55, pp. 373–381, (1965).
8. S. A. Akhmanov, A. S. Chirkin, K. N. Drabovich, A. I. Kovrigin, R. V. Khokhlov and A. P. Sukhorukov, “Nonstationary nonlinear optical effects and ultrashort light pulse formation,” IEEE J. Quantum Electron., Vols. QE-4, pp. 598-605, (1968).
9. S. A. Akhmanov, A. P. Sukhorukov and A. S. Chirkin, “Nonstationary phenomena and space-time analogy in nonlinear optics,” SOU. Phys.-JETP , vol. 28, pp. 748-757, (1969).
10. B. E. A. Saleh and M. I. Irshid, “Collet–Wolf equivalence theorem and propagation of a pulse in a single-mode optical fiber,” Opt. Lett., vol. 7, pp. 342–343, (1982).
11. R. Salem, M. A. Foster and A. L. Gaeta, “Application of space–time duality to ultrahighspeed optical signal processing,” Adv. Opt. Photonics, vol. 5, pp. 274–317, (2013).
12. B. H. Kolner, “Space-time duality and the theory of temporal imaging,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 30, pp. 1951-1963, (1994).
13. G. P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, Burlington, US: Elsevier, (2006).
14. S. Longhi, M. Marano, P. Laporta, O. Svelto, M. Belmonte, B. Agogliati, L. Arcangeli, V. Pruneri, M. N. Zervas and M. Ibsen, “40-GHz pulse train generation at 1.5 m with a chirped fiber grating as a frequency multiplier,” Opt. Lett., vol. 25, pp. 1481–1483, (2000).

15. F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides," Opt. Lett. vol. 12, pp. 847– 849, (1987).
16. M. A. Muriel, A. Carballar, and J. Azaña a, "Field distributions inside fiber gratings," IEEE J. Quantum Electron. vol. 35, pp. 548 –558, (1999).
17. A. Papoulis, The Fourier Integral and its Applications , McGraw-Hill, New York, (1962).
18. S. Barcelos, M. N. Zervas, R. I. Laming, D. N. Payne, L. Reekie, J. A. Tucknott, R. Kashyap, P. F. McKee, F. Sladen, and B. Wojciechowicz, "High accuracy dispersion measurements of chirped fibre gratings," Electron. Lett. vol. 31, pp. 1280–1282 , (1995).
19. J. Azaña, P. Kockaert, R. Slavík, L.R. Chen, and S. LaRochelle, "Generation of a 100-GHz optical pulse train by pulse repetition-rate multiplication using superimposed fiber Bragg gratings," IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 15, pp. 413-415, (2003).
20. J. Magné, J. Bolger, M. Rochette, S. LaRochelle, L. R. Chen, B. J. Eggleton, J. Azaña, "4×100 GHz pulse train generation from a single wavelength 10 GHz mode-locked laser using superimposed fiber gratings and nonlinear conversion," J. Lightwave Technol. vol. 24, (2006).
21. J. Azaña, and M. A. Muriel, "Technique for multiplying the repetition rates of periodic pulse trains of pulses by means of a temporal self-imaging effect in chirped fiber gratings," Opt. Lett. vol. 24, pp. 1672-1674, (1999).
22. S. Atkins and B. Fischer, "All-optical pulse rate multiplication using fractional Talbot effect and field-to- intensity conversion with cross-gain modulation," IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 15, pp. 132-134, (2003).
23. L. Cohen, "Time-frequency distributions – A review," Proc. IEEE vol. 77, pp. 941-981, (1989).
24. S. Gupta, P. F. Ndione, J. Azaña, R. Morandotti, "A new insight into the problem of temporal Talbot phenomena in optical fibers," Proc. SPIE 5971, paper 59710O 1-12, (2005).
25. J. Jeon, R. Maram, J. V. Howe, and J. Azaña, "Programmable passive Talbot optical waveform amplifier," Opt. Express vol. 26, pp. 6872-6879, (2018).

Chapitre 3

Modèle mathématique et physique pour les structures biréfringentes

3.1 Introduction

Comme cité précédemment, ce chapitre sera dédié aux modèles mathématiques et physiques pour les structures biréfringentes. Nous allons essayer d'atteindre notre but en commençant par les définitions les plus élémentaires, notamment la notion de la polarisation et les formalismes les mieux adaptés pour ce type de phénomènes. Ensuite, nous abordons un peu plus en détail les milieux anisotropes et la propagation de la lumière à travers ces milieux. Enfin, nous présentons deux techniques de synthèse pour concevoir des filtres de phase biréfringents.

3.2 Le concept de la polarisation

Les ondes lumineuses sont des champs électromagnétiques et nécessitent les quatre vecteurs de champ de base $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{D}$ et $\vec{B}$ pour leur description complète. Le vecteur du champ électrique $\vec{E}$ est choisi pour définir l'état de polarisation des ondes lumineuses. Ce choix est pratique car, dans la plupart des milieux optiques, les interactions physiques avec l'onde font intervenir le champ électrique. La raison principale de l'étude de la polarisation des ondes lumineuses est que dans de nombreuses substances (milieux anisotropes), l'indice de réfraction dépend de la direction d'oscillation du vecteur champ électrique $\vec{E}$. Ce phénomène peut être expliqué en termes de mouvement des électrons qui sont entraînés par le champ électrique des ondes lumineuses. Pour illustrer ce point, supposons que le matériau anisotrope se compose de molécules non sphériques en forme d'aiguilles, et supposons que ces molécules sont toutes alignées avec leurs grands axes parallèles les uns aux autres. Considérons une onde électromagnétique traverse cette substance. En raison de la structure de la molécule, les

électrons de la substance sont poussés plus loin de leur position d'équilibre par des champs électriques parallèles aux axes des molécules que par des champs perpendiculaires aux axes des molécules. Nous nous attendons donc à une polarisation électronique induite plus importante dans le premier cas que dans le second. Avant d'étudier ce phénomène optique, il est important de comprendre en détail les caractéristiques des ondes polarisées. Nous commençons par passer en revue les états de polarisation des ondes planes monochromatiques [1].

3.2.1 Polarisation des ondes planes monochromatiques

La polarisation des ondes lumineuses est spécifiée par le vecteur champ électrique $E(r,t)$ en un point fixe de l'espace, *r*, au temps *t*. La variation temporelle du vecteur champ électrique *E* d'une onde monochromatique est exactement sinusoïdale, c'est-à-dire que le champ électrique doit osciller à une fréquence définie. Si nous supposons que la lumière se propage dans la direction *z*, le vecteur champ électrique se situera dans le plan *x*-*y*. Comme la composante *x* et la composante *y* du vecteur champ peuvent osciller indépendamment à une fréquence définie, il faut d'abord considérer l'effet produit par l'addition vectorielle de ces deux composantes orthogonales oscillantes. Le problème de la superposition de deux oscillations indépendantes perpendiculaires l'une à l'autre et de même fréquence est bien connu et est complètement analogue au mouvement classique d'un oscillateur harmonique à deux dimensions. Le mouvement général de l'oscillateur est une ellipse, qui correspond aux oscillations dans lesquelles les composantes *x* et *y* ne sont pas en phase. Il existe, bien sûr, de nombreux cas particuliers qui ont une grande importance en optique. Nous commençons par une discussion sur les propriétés générales de la polarisation elliptique et nous suivons par considérer certains cas particuliers.

Dans la représentation complexe, le vecteur champ électrique d'une onde plane monochromatique se propage dans la direction *z* est donné par,

$$E(z,t) = \mathrm{Re}\left[A e^{i(\omega t - kz)} \right] \tag{3.1}$$

où ω est la pulsation et *k* est le nombre d'ondes et *A* est un vecteur complexe situé dans le plan *x*-*y*, est défini par,

$$A = \hat{x} A_x e^{i\delta_x} + \hat{y} A_y e^{i\delta_y} \tag{3.2}$$

où A_x et A_y sont des nombres positifs, $\hat{x}$ et $\hat{y}$ sont des vecteurs unitaires.

Nous considérons maintenant la nature de la courbe que le point final du vecteur champ électrique E décrit en un point typique de l'espace. Cette courbe est le lieu d'évolution dans le temps des points dont les coordonnées (Ex, Ey) sont,

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y(z,t) &= A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{aligned} \tag{3.3}$$

La courbe décrite par le point final du vecteur électrique en fonction du temps peut être obtenue en éliminant (ωt – kz) entre les équations (3.3). Après plusieurs étapes d'algèbre élémentaire, on obtient,

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 - 2\frac{E_x}{A_x}\frac{E_y}{A_y}\cos(\Delta\delta) = \sin^2(\Delta\delta) \tag{3.4}$$

avec $\Delta\delta = \delta_y - \delta_x$, est le déphasage entre les deux composantes.

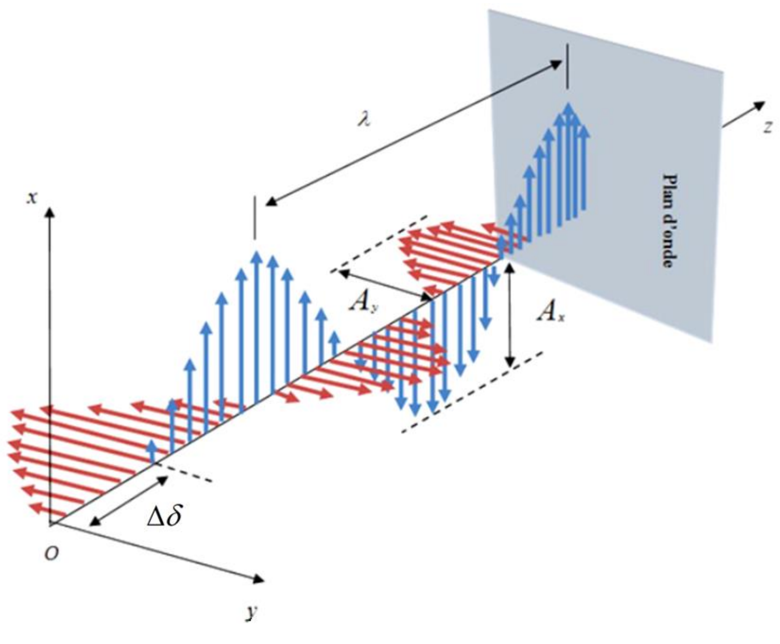


Fig. 3.1. Illustration de propagation des composantes de l'onde lumineuse.

La nature de la polarisation de l'onde lumineuse est déduite à partir de cette équation, dont son tracé est illustré par la figure 3.1. L'équation (3.4) représente la courbe d'une ellipse. Alors, D'après l'équation (3.1), On dit que l'onde est polarisée elliptiquement. Avant de discuter de certains cas particuliers de polarisation, il est important de se familiariser avec la

terminologie. La lumière est polarisée linéairement lorsque la pointe du vecteur champ électrique $\vec{E}$ se déplace le long d'une ligne droite. Lorsqu'elle décrit une ellipse, la lumière est polarisée elliptiquement. Lorsqu'elle décrit un cercle, la lumière est polarisée circulairement.

3.2.2 Les différents états de polarisation d'une onde lumineuse

Deux cas particuliers sont d'une importance significative, à savoir lorsque l'ellipse de polarisation dégénère en une ligne droite ou un cercle. Selon l'équation (3.4), l'ellipse se réduira à une ligne droite quand,

$$\Delta\delta = \delta_y - \delta_x = m\pi, \quad (m = 0,1,3,5\ldots) \tag{3.5}$$

Dans ce cas, le rapport des composantes du vecteur champ électrique est une constante,

$$E_y = \pm \frac{A_y}{A_x} E_x \tag{3.6}$$

La polarisation est alors rectiligne. L'autre cas particulier important est celui d'une onde polarisée circulairement. D'après les équations (3.4), lorsque,

$$\Delta\delta = \delta_y - \delta_x = \pm \frac{1}{2} m\pi \tag{3.7}$$

et

$$A_y = A_X \tag{3.8}$$

Le troisième terme du premier membre de l'équation (3.4), appelé terme croisé, s'annule. Dans ce cas, l'ellipse se réduit à un cercle. Alors la polarisation devient circulaire.

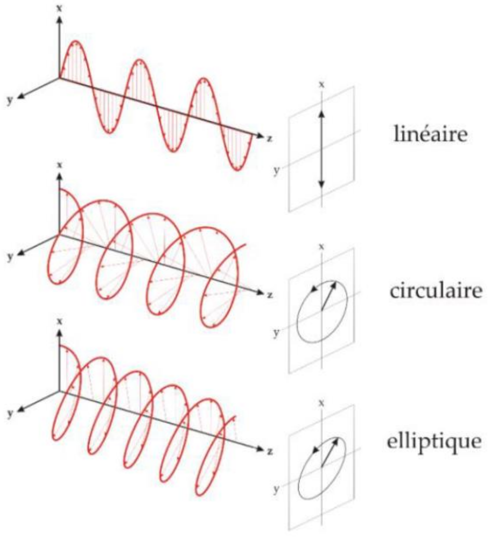


Fig. 3.2. Les états de polarisation de la lumière.

3.2.3 Polariseur et Analyseur

Un polariseur transforme de la lumière non polarisée ou naturelle en une lumière polarisée linéairement. Il est caractérisé par son axe de transmission. Si la direction du vecteur champ électrique $\vec{E}$ de l'onde lumineuse est parallèle à son axe de transmission, celle-ci est transmise. Si non, elle est bloquée. Donc un polariseur transmet un état de polarisation et bloque l'état de polarisation orthogonal, dans le cas idéal. Cependant en pratique on a toujours une fraction de l'état orthogonal qui est transmise. Tout polariseur rectiligne peut servir d'analyseur, et inversement. En d'autres termes, il y a bien une différence de fonction entre polariseur et analyseur, mais pas de différence de nature. En fait, un analyseur est tout simplement un dispositif exactement identique à un polariseur mais dont le but est d'agir sur une onde déjà polarisée.

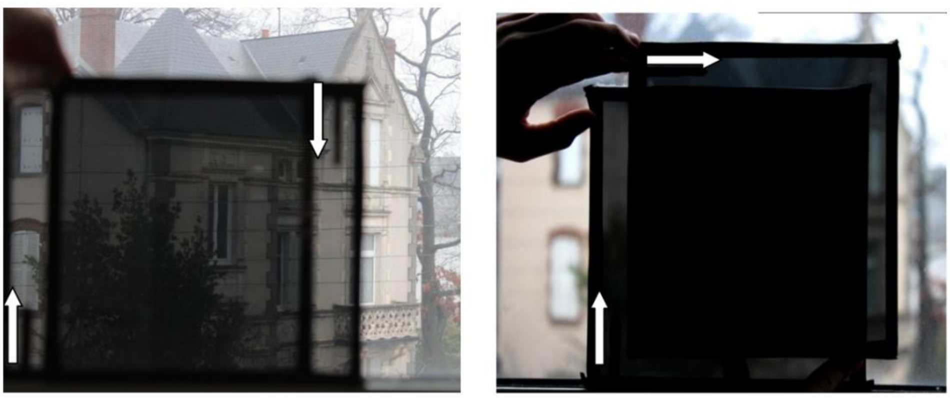


Fig. 3.3. Action d'un polariseur et l'analyseur sur une lumière naturelle [2].

3.2.4 Représentation du vecteur de Jones

Le vecteur de Jones, introduit en 1941 par R. C. Jones, décrit efficacement l'état de polarisation d'une onde plane. Dans cette représentation, l'onde plane (3.1) est exprimée en termes de ses amplitudes complexes comme un vecteur colonne [3],

$$J = \begin{bmatrix} A_x e^{j\delta_x} \\ A_y e^{j\delta_y} \end{bmatrix} \tag{3.9}$$

Remarquez que le vecteur de Jones est un vecteur complexe, c'est-à-dire que ses éléments sont des nombres complexes. J n'est pas un vecteur dans l'espace physique réel; il s'agit plutôt d'un vecteur dans un espace mathématique abstrait. Pour obtenir, par exemple, la composante x réelle du champ électrique, nous devons effectuer l'opération suivante $E_x(t) = R_e\left[J_x e^{j\omega t}\right] = R_e\left[A_x e^{j(\omega t+\delta_x)}\right]$.

Le vecteur de Jones contient des informations complètes sur les amplitudes et les phases des composantes du vecteur champ électrique. Il spécifie donc l'onde de façon unique. Si nous ne sommes intéressés que par l'état de polarisation de l'onde, il est pratique d'utiliser le vecteur de Jones normalisé qui satisfait à la condition suivante,

$$J^*.J = 1 \tag{3.10}$$

où (*) indique une conjugaison complexe. Ainsi, une onde lumineuse polarisée linéairement dont le vecteur champ électrique oscille le long d'une direction donnée peut être représentée par le vecteur de Jones,

$$J = \begin{bmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{bmatrix} \tag{3.11}$$

où α est l'angle d'azimut de la direction de l'oscillation par rapport à l'axe x. L'état de polarisation qui est orthogonal à l'état représenté par l'équation (3.11) peut être obtenu par la substitution de α par $\alpha + \frac{1}{2}\pi$, on obtient,

$$J = \begin{bmatrix} -\sin\alpha \\ \cos\alpha \end{bmatrix} \tag{3.12}$$

Dans le cas particulier où $\alpha = 0,$ ce cas représente des ondes polarisées linéairement dont le vecteur champ électrique oscille le long des axes de coordonnées, les vecteurs de Jones sont donnés par,

$$\hat{x} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \hat{y} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \tag{3.13}$$

Considérons maintenant la polarisation circulaire. Comme nous l'avons dit précédemment, La composition de deux vibrations de même amplitude $A_y = A_X$ et déphasées entre elles, de $\Delta\delta = \delta_y - \delta_x = m\pi,$ (m entier impaire) est une vibration polarisée circulairement. Dans ce cas, les deux composantes du vecteur de Jones sont complexes. Par ailleurs, selon le signe de ce déphasage, il existe deux types de polarisations circulaires, la polarisation circulaire droite et circulaire gauche. Les vecteurs de Jones pour les ondes lumineuses polarisées circulairement à droite et à gauche sont donnés par,

$$\hat{R} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \hat{L} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \tag{3.14}$$

Ces deux polarisations circulaires sont mutuellement orthogonales en ce sens que,

$$\hat{R}^* . \hat{L} = 0 \tag{3.15}$$

3.2.5 Les paramètres de Stokes

La représentation moderne de la lumière polarisée trouve en fait son origine en 1852 dans les travaux de G. G. Stokes [3]. Il a introduit quatre quantités qui ne sont que des fonctions d'observables de l'onde lumineuse et qui sont maintenant connues sous le nom de paramètres de Stokes. L'état de polarisation d'un faisceau de lumière (soit naturelle, soit totalement ou partiellement polarisée) peut être décrit en fonction de ces quantités. Ainsi, le vecteur de Stokes s’écrie à partir du vecteur de Jones comme suit,

$$V = \begin{bmatrix} A_x e^{-j\delta/2} \\ A_y e^{j\delta/2} \end{bmatrix} \tag{3.16}$$

Par la définition des quantités $P_{0,}P_{1,}P_{2,}P_{3,}$ les paramètres de Stockes peuvent être représenté comme suit [3],

$$\begin{aligned} P_0 &= A_x^{\,2} + A_y^{\,2} \\ P_1 &= A_x^{\,2} - A_y^{\,2} \\ P_2 &= 2A_x A_y \cos\delta \\ P_3 &= 2A_x A_y \sin\delta \end{aligned} \tag{3.17}$$

Ces quatre paramètres peuvent être s'écrire en fonction des intensités de l'onde. Ces intensités dans le plan transverse sont notées $I_x, I_y, I_{+45^\circ}, I_{-45^\circ}$, pour la composante rectiligne dans le plan d'onde *xOy* suivant les axes *x*, *y* et les angles $+45^\circ$ et -45° par rapport à l'axe *Ox*, respectivement. Par sa définition, il est certain que le paramètre P_0 représente l'intensité totale de l'onde optique. Le paramètre P_1 représente la différence des intensités entre les composantes rectilignes suivant *Ox* et *Oy*. Alors, on peut s'écrire ces deux premiers paramètres comme,

$$\begin{aligned} P_0 &= I_x + I_y = I_0 \\ P_1 &= I_x - I_y \end{aligned} \tag{3.18}$$

Pour le reste des paramètres, nous décomposons l'état *V* sur la base des états circulaires droits et gauches, avec leur intensités sont notées I_D et I_G, respectivement. En utilisant les matrices de changement de base adéquates, *V* devient [3],

$$V_{45^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} A_x e^{-j\delta/2} + A_y e^{+j\delta/2} \\ A_x e^{-j\delta/2} - A_y e^{+j\delta/2} \end{bmatrix}, V_{cir} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} A_x e^{-j\delta/2} - jA_y e^{+j\delta/2} \\ A_x e^{-j\delta/2} + jA_y e^{+j\delta/2} \end{bmatrix} \tag{3.19}$$

Maintenant, nous calculons la différence des intensités dans chacune des deux bases, nous trouvons [3],

$$\begin{aligned} I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} &= 2A_x A_y \cos\delta = P_2 \\ I_G - I_D &= 2A_x A_y \,\mathrm{Sin}\,\delta = P_3 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Finalement, Le vecteur de Stokes peut être écrit comme,

$$S = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{+45°} - I_{-45°} \\ I_G - I_D \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

De l'équation (3.21), les différents cas fondamentaux de polarisation peuvent être exprimés par la représentation de Stokes. Le tableau 3.1 contient une brève liste des matrices de Jones et Stokes pour divers état de polarisation.

État de la polarisation	*Vecteurs de Stokes*	*Vecteurs de Jones*
Horizontal	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Vertical	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Rectiligne à 45° de *Ox*	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$
Rectiligne à -45° de *Ox*	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$
Circulaires gauche	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$
Circulaire droite	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$

Tableau 3.1 Vecteurs de Stokes et de Jones pour certains états de polarisation.

3.3 Le concept de l'anisotropie (la biréfringence) et Calcul de Jones

3.3.1 Définition

L'anisotropie est la propriété d'être dépendant de la direction. Quelque chose d'anisotrope pourra présenter différentes caractéristiques selon l'orientation. Du point de vue de la propagation d'une onde lumineuse, l'anisotrope, appelé aussi la biréfringence, est une propriété de certains cristaux transparents (uniaxiaux) qui ont la propriété de décomposer la lumière en deux rayons, le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire. Ces deux rayons ont des vitesses de phase et des directions de polarisation bien définies. Cette double réfraction est due au fait qu'il existe dans le cristal une direction particulière, c'est-à-dire des axes de biréfringence, qui sont mutuellement orthogonales et sont appelées l'axe "lents" avec un indice de réfraction n_e dit indice extraordinaire et l'axe "rapides" avec un indice de réfraction n_o dit indice ordinaire. La biréfringence du matériau est donnée par la différence entre les indices de réfraction, soit :

$$\Delta n = n_e - n_o \tag{3.22}$$

Si Δn est supérieur à zéro, le matériau est dit à biréfringence positive.

Si Δn est inférieur à zéro, le matériau est dit à biréfringence négative.

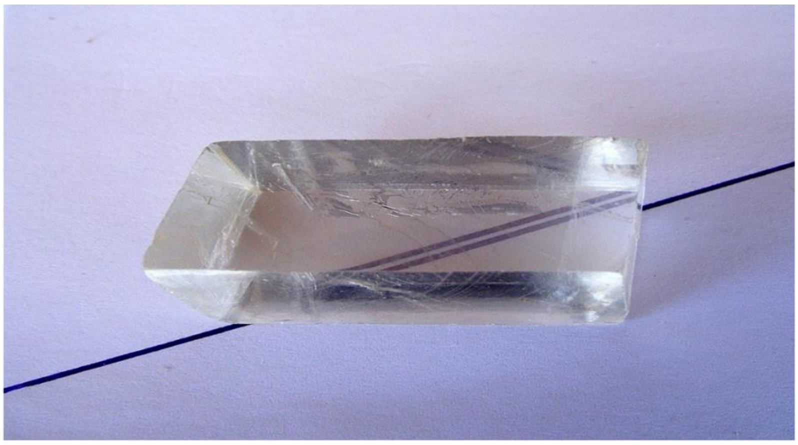


Fig. 3.4. Matériau Biréfringent de la calcite [4].

Le tableau suivant donne quelques matériaux biréfringents et leur indices de réfraction à $\lambda \sim 590$ nm.

Matériau	*no*	*ne*	*Δn*
Calcite $CaCO_3$	1.658	1.486	-0.172
Quartz SiO_2	1.544	1.553	+0.009
Rutile TiO_2	2.616	2.903	+0.287
Nitrate de sodium $NaNO_3$	1.587	1.336	-0.251
Fluorure de magnésium MgF_2	1.380	1.385	+0.006
Saphir Al_2O_3	1.768	1.760	-0.008

Tableau 3.2 Les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire de quelques matériaux biréfringents.

3.3.2 La lame biréfringente et représentation de Jones

Les lames biréfringentes (ou les lames à retard) sont des convertisseurs ou des transformateurs d'état de polarisation. L'état de polarisation d'un faisceau lumineux peut être converti en tout autre état de polarisation au moyen d'une lame à retard appropriée. Lorsqu'une onde plane monochromatique éclaire cette lame, deux ondes polarisées rectilignement et orthogonales entre elles émergent (ondes propres), une suivant l'axe lent et l'autre suivant l'axe rapide de la lame. Ces deux ondes se propagent avec deux vitesses de phase différentes. Le déphasage introduit par une lame biréfringente est donnée par [1],

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi.\Delta n.e}{\lambda} \tag{3.23}$$

tel que, λ est la longueur d'one, e est l'épaisseur de la lame. D'après l'équation (3.23), le retard temporel introduit par la lame peut être écrit comme,

$$\Delta t = \frac{\Delta n.e}{c} \tag{3.24}$$

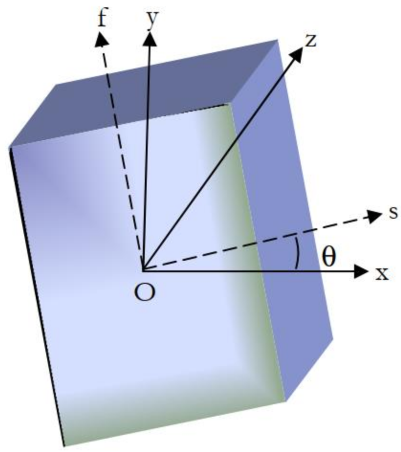


Fig. 3.5. Lame biréfringente placée perpendiculairement à l'axe de propagation Oz. Les axes lent et rapide de la lame font l'angle θ avec les axes Ox et Oy du repère du laboratoire.

Nous considérons maintenant le calcul de Jones aux systèmes optiques biréfringents. En nous référant à la Fig. 3.5, nous considérons un faisceau lumineux incident dont l'état de polarisation est décrit par le vecteur de Jones,

$$V = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \tag{3.25}$$

où V_X et V_Y sont deux nombres complexes. Les axes *x* et *y* sont des axes fixes de laboratoire. Pour déterminer comment la lumière se propage dans la lame, nous devons décomposer la lumière en une combinaison linéaire des ondes propres "rapides" et "lentes" du cristal. Ceci est réalisé par la transformation des coordonnées,

$$\begin{pmatrix} V_s \\ V_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} = R(\varphi) \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \tag{3.26}$$

où V_S est la composante lente du vecteur de polarisation *V*, tandis que V_f est la composante rapide. En raison de la différence de vitesse de propagation entre les composantes, une composante est retardée par rapport à l'autre. Ce retard modifie l'état de polarisation du faisceau émergent. Soit *ne* et *no* les indices de réfraction des composantes "lente" et "rapide", respectivement. L'état de polarisation du faisceau émergent dans le système de coordonnées du cristal *sf* est donné par,

$$\begin{pmatrix} V_s^{'} \\ V_f^{'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-jn_e\frac{\omega}{c}e} & 0 \\ 0 & e^{-jn_o\frac{\omega}{c}e} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ V_f \end{pmatrix} \tag{3.27}$$

Le retard de phase est donné par la différence des exponentiels dans l'équation (3.27), et est égal à l'équation (3.24). Notez que le retard de phase $\Delta\varphi$ est une mesure du changement relatif de la phase, et non du changement absolu. La biréfringence d'une lame typique est faible, c'est-à-dire, $|n_e - n_o| \leq n_e.n_o$. Par conséquent, le changement absolu de la phase causé par la lame peut être des centaines de fois supérieure au retard de phase. Soit Γ le changement de phase absolu moyen,

$$\Gamma = \frac{1}{2}(n_e + n_o)\omega.e/c \tag{3.28}$$

L'équation (3.27) peut alors être écrite en termes de Γ et de $\Delta\varphi$ comme suit,

$$\begin{pmatrix} V_s^{'} \\ V_f^{'} \end{pmatrix} = e^{-j\Gamma} \begin{pmatrix} e^{-j\Delta\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\varphi/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ V_f \end{pmatrix} \tag{3.29}$$

Le vecteur de Jones de l'état de polarisation du faisceau émergent dans la coordonnée *xy* est donné par la transformation inverse du système de coordonnées *sf* du cristal :

$$\begin{pmatrix} V_x^{'} \\ V_y^{'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s^{'} \\ V_f^{'} \end{pmatrix} \tag{3.30}$$

En combinant les équations (3.26), (3.29) et (3.30), nous pouvons écrire la transformation due à la lame de retardement comme suit,

$$\begin{pmatrix} V_x^{'} \\ V_y^{'} \end{pmatrix} = R(-\theta)W_0R(\theta)\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \tag{3.31}$$

où $R(\theta)$ est la matrice de rotation et W_0 est la matrice de Jones de la lame à retard exprimée dans le système de coordonnées propre *sf*. Le facteur $e^{-j\Gamma}$ peut être négligé si l'on s'intéresse au calcul des intensités et si les effets des interférences ne sont pas importants ou observables.

Une lame à retard est caractérisée par le retard de phase $\Delta\varphi$ et par l'angle θ entre ses axes propres et le repère du laboratoire. Elle est représentée par le produit de trois matrices,

$$W = R(-\theta)W_0R(\theta) \tag{3.32}$$

3.3.3 Différent type de lame biréfringente

- **Lame demi-onde**

Une lame biréfringente est demi-onde, également notée lame $\lambda/2$, si elle introduit un retard de phase $\Delta\varphi = (2p+1)\pi$, avec *p* un entier. La différence de marche optique (Optical Path Difference, OPD) est par conséquent égal à $\Delta n.e = \frac{\lambda}{2}$.

- **Lame quart d'onde**

Une lame biréfringente est quart-onde, également notée lame λ/4, si elle introduit un retard de phase $\Delta\varphi = (2p+1)\frac{\pi}{2}$, avec *p* un entier. Ainsi, L'OPD est égal à $\Delta n.e = \frac{\lambda}{4}$.

Les deux tableaux suivants représentant tous les cas possibles pour le changement d'état de polarisation par les lames $\lambda/2$ et $\lambda/4$.

a. $\lambda/2$ **b.** $\lambda/4$

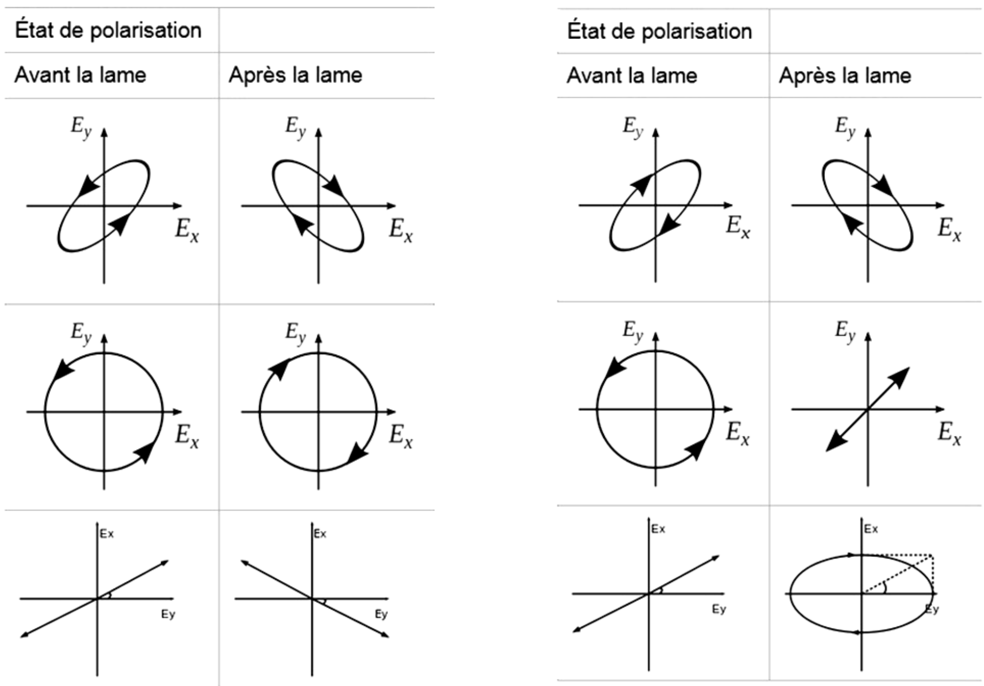


Fig. 3.6. Changement d'état de polarisation par des lames demi-onde et quart d'onde sur une lumière incidente.

3.3.4 Matrices de Jones d'un polariseur

La représentation de la matrice de Jones de polariseur transmet la lumière avec des vecteurs de champ électrique parallèles aux axes *x* et *y*, respectivement, sont données par,

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, P_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{3.33}$$

Aussi, La matrice de Jones d'un polariseur orienté d'un angle θ par port à l’axe x est donnée par,

$$P_\theta = R(-\theta) P_x R(\theta) \tag{3.34}$$

Pour trouver l'effet d'une succession des lames biréfringentes et des polariseurs sur l'état de polarisation d'une lumière polarisée, on écrit le vecteur de Jones du faisceau incident, puis les matrices de Jones des différents éléments. Le vecteur de Jones du faisceau émergent est obtenu en effectuant la multiplication matricielle en séquence.

3.3.5 Les Cristaux liquides

Les cristaux liquides sont des matériaux qui présentent des états intermédiaires entre l’état solide et l’état liquide isotrope. Ces conditions sont connues sous le nom mésophases [5]. Dans ce qui suit, nous nous concentrerons principalement sur la présentation des structures de mésophase les plus connues.

3.3.5.1 Phases des cristaux liquides

Les cristaux liquides sont caractérisés par la présence d'un arrangement moléculaire intermédiaire entre le solide cristallisé et le liquide isotrope selon les quels ils peuvent être dans plusieurs phases. Nous allons essayer de nous concentrer sur les deux plus importants.

- **Phase nématique :**

La phase nématique du cristal liquide est la mésophase la moins arrangée. Les molécules possèdent une même orientation moyenne (suivant l’axe z). On peut noter que les molécules sont orientées verticalement mais ne sont pas arrangées suivant un ordre particulier. (voir Figure 3.7).

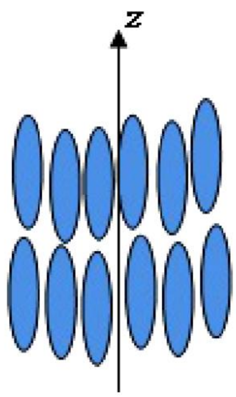
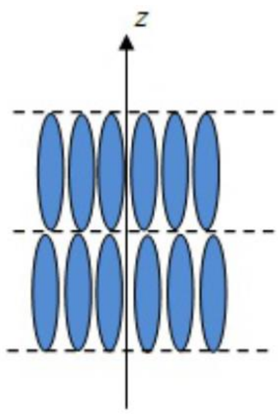


Fig. 3.7. Phase nématique.

- **Phase Smectique :**

La phase smectique décrire la phase des cristaux liquides la plus similaire à la phase solide cristallin. Dans cette phase, les molécules présentent un allongement en couches parallèles. Pour des cristaux liquides à molécules perpendiculaires aux couches, (voir. Figure 3.8.a), la phase est appelée smectique A.

Dans la phase smectique C, les molécules sont ordonnées comme dans la phase smectique A, mais le directeur (par rapport à l'axe z) est incliné sous un angle de θ constant perpendiculairement aux plans smectiques (voir. Figure 3.8.b).



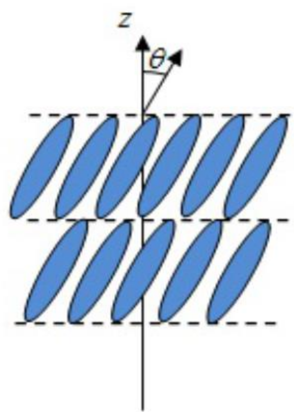


Fig. 3.8. Phase smectique. (a) smectique A (b) smectique C.

3.4 Filtre biréfringent de phase (méthode 01)

Dans cette partie, nous présentons un filtre biréfringent interférentiel qui peut avoir une transmittance plate et une phase quadratique sur la bande de fonctionnement pour compenser la dispersion chromatique [5,6].

3.4.1 Méthode de synthèse d'un filtre biréfringent de phase

Le principe de fonctionnement de base de l'égaliseur est expliqué comme suit : L'égaliseur comporte trois parties fonctionnelles, un discriminateur optique, une ligne à retard et un recombineur de fréquence optique. Les systèmes qui utilisent une fibre à une fréquence optique inférieure à la fréquence de dispersion nulle de la fibre (>1300nm) donnent donc lieu à une variation négative de la dispersion du retard de groupe en fonction de la fréquence et nécessitent des égaliseurs qui imposent un retard de groupe positif et vice versa. La structure de base de l'égaliseur est montrée sur la Figure (3.9).

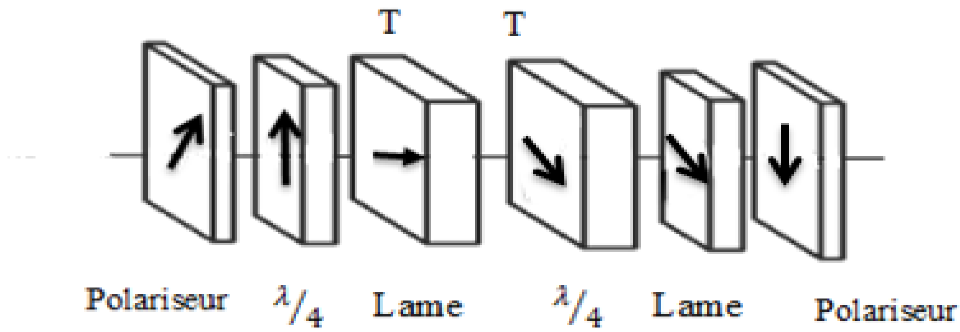


Fig. 3.9. Structure de base de l'égaliseur.

L'architecture de base de l'égaliseur est composée de deux sections entre polariseur et analyseur orientées par un angle de 45° entre eux. La premier section se composé d'une lame quart d'onde indépendante de la fréquence qui introduise un déphasage de $-\pi/4$, associée à une lame biréfringente d'épaisseur *T*. Le déphasage global de la section est $\psi_1 = 2\pi f - \pi/4$. La même chose pour la deuxième section mais avec un déphase de $\psi_2 = 2\pi f + \pi/4$. Afin d'augmenter la capacité de la compensation, ce groupe de deux sections sera répéter *n* fois. D'après le formalisme de Jones la fonction de transfert est donnée comme suit,

$$\begin{bmatrix} E_{A1} \\ E_{A2} \end{bmatrix} = \left[P_2\right]\left[R\right]\left[\left[\lambda^-\right]\left[D\right]\left[R\right]\left[D\right]\left[\lambda^+\right]\right]^n \left[R\right]\left[P_1\right]\begin{bmatrix} E_{xo} \\ E_{yo} \end{bmatrix} \qquad (3.35)$$

Où $[Pi]$, $[\lambda]$, $[D]$ et$[R]$, et sont les matrices de Jones de : polariseur/analyseur, la lame quart d'onde, la lame biréfringente et de rotation, respectivement, qui sont données par,

$$\left[P_1\right]=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix},\left[P_2\right]=\begin{bmatrix}0 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix} \tag{3.36}$$

$$\left[\lambda^-\right]=\begin{bmatrix}e^{j\frac{\pi}{4}} & 0\\ 0 & e^{-j\frac{\pi}{4}}\end{bmatrix},\left[\lambda^+\right]=\begin{bmatrix}e^{-j\frac{\pi}{4}} & 0\\ 0 & e^{j\frac{\pi}{4}}\end{bmatrix} \tag{3.37}$$

$$\left[D\right]=\begin{bmatrix}e^{-i\omega T} & 0\\ 0 & e^{i\omega T}\end{bmatrix} \tag{3.38}$$

$$\left[R\right]=\begin{bmatrix}\frac{\pi}{4} & \frac{\pi}{4}\\ -\frac{\pi}{4} & \frac{\pi}{4}\end{bmatrix} \tag{3.39}$$

Ici, T représente la moitié de retard temporel entre les rayons ordinaires et extraordinaires et θ est l'angle relatif. L'équation (3.35) devient,

$$\begin{bmatrix}E_{A1}\\ E_{A2}\end{bmatrix}=\left[P_2\right]\left[R\right]\begin{bmatrix}\frac{\pi}{4}e^{-2j\omega T} & \frac{\pi}{4}e^{j\frac{\pi}{2}}\\ -\frac{\pi}{4}e^{-j\frac{\pi}{2}} & \frac{\pi}{4}e^{2j\omega T}\end{bmatrix}^n\left[R\right]\left[P_1\right]\begin{bmatrix}E_{xo}\\ E_{yo}\end{bmatrix} \tag{3.40}$$

La matrice d'ordre n est donnée par [7],

$$\begin{bmatrix}m_{11} & m_{12}\\ m_{21} & m_{22}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}m_{11}U_{n-1}(\alpha)-U_{n-2}(\alpha) & m_{12}U_{n-1}(\alpha)\\ m_{21}U_{n-1}(\alpha) & m_{22}U_{n-1}(\alpha)-U_{n-2}(\alpha)\end{bmatrix} \tag{3.41}$$

où :

$$\alpha=\frac{1}{2}(m_{11}+m_{22}) \tag{3.42}$$

Avec U_n sont les polynômes de Chebyshev du deuxième ordre, donnés par,

$$U_n(\alpha)=\frac{\sin((n+1)\cos(\alpha))}{\sqrt{1-\alpha^2}} \tag{3.43}$$

La fonction de transfert $T(f)$ de l'égaliseur est définie comme le rapport entre l'amplitude complexe du signal de sortie E_s, qui est donnée par une combinaison linéaire de E_{A1} et E_{A2}, et l'amplitude complexe du signal d'entrée E_{in}, comme,

$$T(f) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\psi_1 + \psi_2) U_{n+1}(\alpha) - U_{n+2}(\alpha) \tag{3.44}$$

3.4.2 Compensation de la dispersion chromatique par un filtre de phase biréfringent

Dans cette partie nous allons montrer la compenser de la dispersion chromatique à travers la fonction de transfert obtenus. Pour un égaliseur de n = 20 et T = 6ps, la platitude de la transmittance, la phase quadratique, et la compensation linéaire de la dispersion du retard de groupe de 200 ps sur une plage de 14 GHz sont réalisée et présenté dans la figure (3.10).

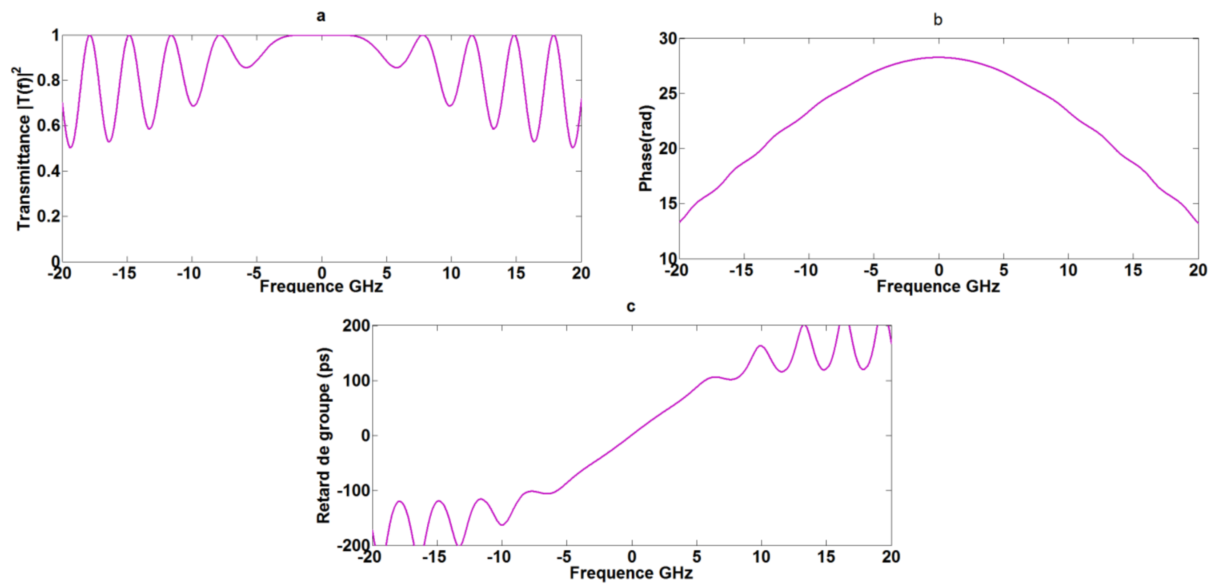


Fig. 3.10. Caractéristiques de l'égaliseur : (a) La transmittance, (b) La phase, (c) Le retard de groupe.

La figure (3.11), montre un cas de compensation de la dispersion du retard de groupe avec une distance de 100 km. La courbe en bleu est le retard de group de la fibre avant l'égalisation (–18 ps/nm.km), et la courbe en magenta est le retard de groupe après l'égalisation, (la fréquence centrale de signal d'entrée est de 1050 nm). On remarque que la courbe de retard de groupe résultante est presque plate, alors on conclut

que le signal optique temporel à la sortie de l'égaliseur sera similaire au signal d'entrée de la fibre.

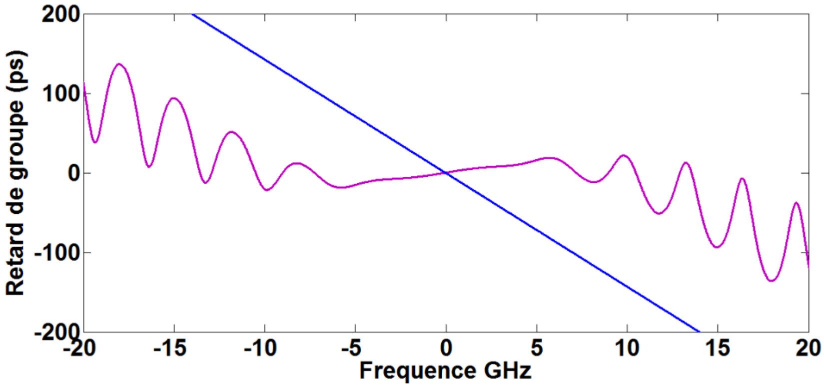


Fig. 3.11. L'égalisation de la dispersion du retard de groupe des fibres à dispersion normale (L=100 km).

3.5 Filtre biréfringent de phase (méthode 02)

Dans cette partie, nous présentons un algorithme de synthèse et un exemple de conception de filtres égaliseurs biréfringents, adaptés à la compensation de la dispersion dans les systèmes de communication par multiplexage en longueur d'onde (WDM). Cette méthode est beaucoup meilleure par rapport à la méthode décrit dans la section précédente en termes de meilleures performances dans la pratique, c'est-à-dire un retard de groupe plus linéaire et une dispersion plus importante sur une largeur de bande donnée [9].

3.5.1 Algorithme de synthèse

La configuration d'un égaliseur biréfringent à 4 sections est illustrée à la figure 3.12. L'égaliseur est constitué de quatre sections biréfringentes avec des longueurs arbitraires de L_1 à L_4 et avec des angles d'orientation de φ_1 à φ_4 entre elles.

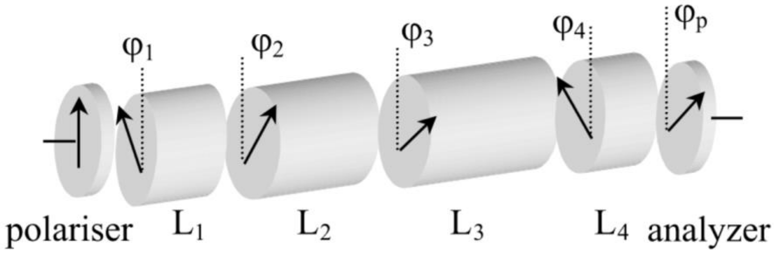


Fig. 3.12. Configuration d'un égaliseur de 4 sections [9].

Ces lames sont placées entre deux polariseurs, l'un pour assurer une entrée polarisée linéairement, et l'autre pour rejeter les longueurs d'onde indésirables à la sortie. Les flèches représentent la direction de l'axe principal de chaque section biréfringente et la direction de transmission de deux polariseurs, respectivement. Chaque section est composée d'une partie identique de longueur $L_{\text{identique}}$ et une partie variable ΔL_{i} . La matrice de transfert d'un égaliseur à n sections biréfringentes est décrite par le formalisme de Jones comme suit,

$$\begin{aligned}\begin{bmatrix}E_{A1}\\E_{A2}\end{bmatrix} &= R(\varphi_p)\{R(-\varphi_n)R(\eta_n)R(\varphi_n)\}\ldots\{R(-\varphi_1)R(\eta_1)R(\varphi_1)\}P_x\begin{bmatrix}E_{xo}\\E_{xo}\end{bmatrix}\\
&= R(\varphi_p-\varphi_n)R(\eta_n)R(\varphi_n-\varphi_{n-1})R(\eta_{n-1})\ldots R(\varphi_2-\varphi_1)R(\eta_1)R(\varphi_1)P_x\begin{bmatrix}E_{xo}\\E_{yo}\end{bmatrix}\\
&= \{R(\phi_n)R(\eta_n)\}\{R(\phi_{n-1})R(\eta_{n-1})\}\{R(\phi_1)R(\eta_1)\}R(\phi_0)P_x\begin{bmatrix}E_{xo}\\0\end{bmatrix}\\
&= Q_nQ_{n-1}\ldots Q_1Q_0\begin{bmatrix}E_{xo}\\0\end{bmatrix}\end{aligned} \tag{3.45}$$

avec E_{xo} , E_{yo} sont les composantes du champ électriques d'entrée, E_{A1} et E_{A2} sont les composantes transmises et rejetées à la sortie de l'égaliseur. La matrice du polariseur d'entrée P_x est $\begin{bmatrix}1 & 0\\0 & 0\end{bmatrix}$. $R(\varphi_p), R(\varphi_i)$ et $R(\phi_i)$ sont les matrices de rotation des angles de : l'analyseur, chaque section biréfringente, et l'angle relatif entre les sections adjacentes, respectivement. $R(\eta_i)$ représente la matrice biréfringente de chaque section. La forme de base de la matrice de rotation est donnée par,

$$R(\upsilon) = \begin{pmatrix}\cos\upsilon & \sin\upsilon\\-\sin\upsilon & \cos\upsilon\end{pmatrix},\ \upsilon = \varphi_p, \varphi_i, \phi_i \tag{3.46}$$

$$R(\eta_i) = \begin{pmatrix}e^{j\frac{\eta_i}{2}} & 0\\0 & e^{-j\frac{\eta_i}{2}}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}e^{j\frac{\eta}{2}} & 0\\0 & e^{-j\frac{\eta}{2}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}e^{j\frac{\Delta\eta_i}{2}} & 0\\0 & e^{-j\frac{\Delta\eta_i}{2}}\end{pmatrix} \tag{3.47}$$

Dans l'équation (3.47), $\eta_i = \eta + \Delta\eta_i$ qui est le déphasage total pour la section i. La phase identique η est reliée au retard temporel identique par la relation, $\eta = 2\pi f\Delta t$ où $\Delta t = \Delta n.L/c$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide, Δn est la biréfringence et f est la fréquence. On remplace $e^{i\eta}$ par la variable complexe z, et on décrive chaque section du filtre par rapport à la section précédente, la matrice unitaire Q_i peut être écrite comme suit,

$$Q_i = R(\phi_i)R(\eta_i) = z^{1/2}\begin{bmatrix} \cos\phi_i e^{j\Delta\eta_i/2} & \sin\phi_i e^{-j\Delta\eta_i/2} \\ -\sin\phi_i e^{j\Delta\eta_i/2} & \cos\phi_i e^{-j\Delta\eta_i/2} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & z^{-1} \end{bmatrix} \tag{3.48}$$

D'après l'équation (3.48), le produit matriciel des matrices unitaires Q_i est une matrice de transfert d'un filtre biréfringent d'ordre n. En supposant que le filtre est sans perte, la matrice de transfert T_r devrait être unitaire, de sorte que nous avons,

$$T_r = \prod_{i=0}^{n} Q_i = \begin{bmatrix} C_n & -D_n^* \\ D_n & C_n^* \end{bmatrix} \tag{3.49}$$

avec $C_n C_n^* + D_n D_n^* = 1$, où* indique le conjugué complexe.

La matrice de transfert d'un filtre d'ordre n peut être écrit en fonction de celle d'ordre (n-1) multipliée par la matrice de transfert de la dernière section, Q_n telle que,

$$\begin{bmatrix} C_n \\ D_n \end{bmatrix} = Q_n \begin{bmatrix} C_{n-1} \\ D_{n-1} \end{bmatrix} \tag{3.50}$$

En substituant l'équation (3,48)) à l'équation (3,50)), et en admettant que $C_n = z^{n/2} A_n$, $D_n = z^{n/2} B_n$, et on remplace l'indice n par i, on obtient une expression récursive pour la matrice de transfert de l'égaliseur,

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\phi_i e^{j\Delta\eta_i/2} & \sin\phi_i e^{-j\Delta\eta_i/2}.z^{-1} \\ -\sin\phi_i e^{j\Delta\eta_i/2} & \cos\phi_i e^{-j\Delta\eta_i/2}.z^{-1} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \tag{3.51}$$

Les composantes de la matrice de transfert ci-dessus, A_n et B_n, sont alors polynomiales en z [10],

$$A_n = \sum_{i=0}^{n} a_i z^{-i},\ B_n = \sum_{i=0}^{n} b_i z^{-i}, \tag{3.52}$$

où A_n , B_n sont les fonctions de transfert pour les composantes de polarisation transmises et rejetées de l'égaliseur. La conservation de l'énergie découle de le fait que, $|A_n|^2+|B_n|^2=1,$

Il convient de noter que les fonctions de transfert de l'équation (3.52) correspondent à celles des filtres numériques FIR (réponse impulsionnelle finie) habituels avec des coefficients complexes [11]. Par conséquent, nous pouvons utiliser les techniques de conception de filtres numériques pour calculer les coefficients à partir de toute réponse spectrale spécifiée. Pour calculer la structure du filtre biréfringent à partir des coefficients polynomiaux, nous utilisons l'algorithme layer-peeling [12]. Plus précisément, nous utilisons les paramètres de la structure de la section *n* pour calculer deux nouvelles fonctions de transfert qui sont les polynômes d'ordre (*n*-1) A_{n-1}, B_{n-1}, puis nous calculons les paramètres de la structure de la section (*n*-1) par les coefficients de A_{n-1}, B_{n-1} . Pour l'implémenter mathématiquement, nous inversons l'équation (3.51), donc,

$$\begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\phi_i e^{-j\Delta\eta_i/2} & -\sin\phi_i e^{-j\Delta\eta_i/2} \\ \sin\phi_i e^{j\Delta\eta_i/2} z & \cos\phi_i e^{j\Delta\eta_i/2}.z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} \tag{3.53}$$

qui peut également s'écrire comme suit,

$$\begin{aligned} A_{i-1} &= (\cos\phi_i A_i - \sin\phi_i B_i) e^{-j\Delta\eta_i/2} \\ B_{i-1} &= (\sin\phi_i A_i + \cos\phi_i B_i) e^{j\Delta\eta_i/2}.z \end{aligned} \tag{3.54}$$

Ce sont deux équations récursives de la fonction de transfert. À tout moment, nous savons les coefficients des polynômes d'ordre *i* de $A_i(z)$ et $B_i(z)$. Comme $A_{i-1}(z)$ et $B_{i-1}(z)$ sont des polynômes d'ordre inférieur, le terme de tête de $A_{i-1}(z)$ et le terme d'ordre inférieur de $B_{i-1}(z)$ doivent être éliminés,

$$\begin{aligned} \left(\cos\phi_i a_i^{(i)} - \sin\phi_i b_i^{(i)}\right) e^{-j\Delta\eta_i/2} &= 0 \\ \left(\sin\phi_i a_0^{(i)} + \cos\phi_i b_0^{(i)}\right) e^{j\Delta\eta_i/2} &= 0 \end{aligned} \tag{3.55}$$

dans laquelle $a_0^{(i)}, b_0^{(i)}$ et $a_i^{(i)}, b_i^{(i)}$, sont les coefficients du *0*ème et *i* ème de l'égaliseur d'ordre *i*. Comme dans [13], les angles d'orientation relatifs et absolus ϕ_i et φ_i peuvent être calculés par les équations suivantes,

$$\phi_i = tg^{-1}\left(-\frac{a_i^{(i)}}{b_i^{(i)}}\right) = tg^{-1}\left(-\frac{b_0^{(i)}}{a_0^{(i)}}\right) \tag{3.56}$$

$$\begin{aligned}
&\varphi_p = \phi_n + \varphi_n \\
&\varphi_n = \phi_{n-1} + \varphi_{n-1} \\
&\vdots \\
&\varphi_2 = \phi_1 + \varphi_1 \\
&\varphi_1 = \varphi_0
\end{aligned} \tag{3.57}$$

3.5.2 Calcul de la longueur des sections

Nous calculons maintenant la longueur de chaque section, L et ΔL_i. La partie identique, L, est déterminée par le FSR du filtre par $L = c/(\Delta n.FSR)$. Pour calculer la composante de longueur variable, ΔL_i, nous devons d'abord calculer le retard variable, $\Delta\eta_i$. En considérant le rapport des coefficients du *0*ème élément des deux polynômes de l'équation (3.55), nous avons [14],

$$\frac{b_0^{(i-1)}}{a_0^{(i-1)}} = \frac{\sin\phi_i a_1^{(i)} + \cos\phi_i b_1^{(i)}}{\cos\phi_i a_0^{(i)} - \sin\phi_i b_0^{(i)}} e^{j\Delta\eta_i} \tag{3.58}$$

Étant donné que $b_0^{(i-1)}/a_0^{(i-1)} = tg(\phi_{i-1})$ doit être réel, le retard variable peut être exprimé comme suit,

$$\begin{aligned}
\Delta\eta_i &= -\arg\left[\frac{\sin\phi_i a_1^{(i)} + \cos\phi_i b_1^{(i)}}{\cos\phi_i a_0^{(i)} - \sin\phi_i b_0^{(i)}}\right] \\
&= -\arg\left[\frac{a_0^{(i)} b_1^{(i)} - a_1^{(i)} b_0^{(i)}}{\left(a_0^{(i)}\right)^2 + \left(b_0^{(i)}\right)^2}\right]
\end{aligned} \tag{3.59}$$

Une fois que $\Delta\eta_i$ est obtenu, la partie variable de chaque longueur de section, ΔL_i, peut être calculée à partir de la formule $\Delta\eta_i = 2\pi f(\Delta n.\Delta L_i / c)$.

L'approche décrite ci-dessus permet de calculer tous les paramètres de la structure. Le nombre de sections nécessaires pour mettre en œuvre le filtre peut être déterminé par diverses formules empiriques [15]. Dans ce qui suit nous présentons un exemple d'application.

3.5.3 Résultats numériques

Nous utilisons maintenant l'algorithme de synthèse pour concevoir un égaliseur biréfringent spécifié généralement par la réponse en amplitude et en phase suivante,

$$\begin{aligned} A(f) &= 0.99 \\ \Phi(f) &= \frac{u}{v}\ln\left(\frac{\cosh(2vf)+\cosh(2v)}{2\cosh(vf)}\right) \end{aligned} \tag{3.60}$$

avec f est la fréquence normalisée, u et v sont des paramètres utilisés pour ajuster le retard de groupe et sa linéarité. La fonction (3.60) ressemble à une phase quadratique avec une largeur de bande finie, elle est supérieure aux approximations de la fonction trigonométrique utilisées précédemment [14] sur la linéarité du retard de groupe et la dispersion. La réponse idéale de l'amplitude doit être égal à 1, cependant, l'algorithme de synthèse nécessite une valeur inférieure à l'unité pour converger, c'est pourquoi nous avons fixé $A(f)=0.99$. Pour obtenir la réponse spectrale désirable où la dispersion est supérieure à 2000 ps/nm, une ondulation de retard de groupe inférieure à 4 ps, et une perte de transmission théorique inférieure à 0,1 dB, nous fixons u = 22, v = π dans l'équation (3.60), et choisi un intervalle spectral libre (Free spectral range, FSR) de 50 GHz. Ensuite on détermine le nombre minimal de sections biréfringentes pour avoir une précision sur la fonction d'égalisation.

Nous développons l'équation (3.60) en séries de Fourier pour obtenir les coefficients complexes normalisés a_i et b_i, comme indiqué dans le tableau 3.3.

Le tableau 1 nous donne aussi les paramètres opto-géométrique de l'égaliseur, φ_i, $\Delta\eta_i$, et ΔL_i, calculés par la méthode décrite dans la section précédant. Le meilleur choix pratique est d'implémenter l'égaliseur dans une fibre hautement biréfringente. Si l'on utilise une fibre à cristaux photoniques avec une biréfringence de 7.7×10^{3} [16], la longueur identique de chaque section biréfringente requise pour un spectral libre de 50 GHz est de 0,7792 m, ce qui donne une longueur totale pour l'égaliseur de 16,364 m.

Nombre de section	*Coefficients de* $A_n(z)-a_i$	*Coefficients de* $B_n(z)-b_i$	*Angles d'orientation* $\varphi_i(rad)$	*Délai variable* $\Delta\eta_i(rad)$	*Longueur variable* $\Delta L_i(rad)$
0	$1.3928.10^{-1}$ + j $2.2092.10^{-2}$	$2.6961.10^{-3}$ + j $4.2765.10^{-4}$	1.5514	0	0
1	$5.5252.10^{-6}$ + j $8.7639.10^{-7}$	$-1.6538.10^{-3}$ + j $1.2792.10^{-2}$	1.4603	1.5421	0.19124
2	$-6.5227.10^{-5}$ - j $1.0346.10^{-5}$	$-4.4995.10^{-2}$ - j $5.7187.10^{-3}$	1.1518	1.5687	0.19454
3	$7.5972.10^{-6}$ + j $1.2050.10^{-6}$	$1.5617.10^{-2}$ - j $1.2069.10^{-1}$	0.4973	1.5731	0.19510
4	$7.2202.10^{-6}$ + j $1.1453.10^{-4}$	$2.4758.10^{-1}$ + j $3.2034.10^{-2}$	-0.2091	1.5705	0.19477
5	$-8.0370.10^{-5}$ - j $1.2748.10^{-5}$	$-4.7606.10^{-2}$ + j $3.7233.10^{-1}$	-0.4352	1.5642	0.19399
6	$-2.0589.10^{-3}$ - j $3.2657.10^{-4}$	$-3.5614.10^{-1}$ - j $4.5027.10^{-2}$	-0.8421	-1.5649	-0.19407
7	$2.0150.10^{-4}$ + j $3.1961.10^{-5}$	$1.1593.10^{-2}$ - j $9.1165.10^{-2}$	-1.3806	1.5671	0.19435
8	$2.6623.10^{-4}$ + j $4.2228.10^{-5}$	$-2.4876.10^{-1}$ - j $3.0952.10^{-2}$	-1.4383	-1.5896	-0.19713
9	$7.6745.10^{-5}$ + j $1.2173.10^{-5}$	$2.9029.10^{-2}$ - j $2.3015.10^{-1}$	-1.9818	1.5875	0.19687
10	$1.2611.10^{-3}$ + j $2.0003.10^{-4}$	$-1.7662.10^{-1}$ - j $2.1684.10^{-2}$	-2.0408	1.6080	0.19942
11	$-1.1276.10^{-4}$ - j $1.7885.10^{-5}$	$2.9029.10^{-2}$ - j $2.3015.10^{-1}$	-2.5843	-1.6080	-0.19942
12	$1.5012.10^{-3}$ + j $2.3812.10^{-4}$	$-2.4876.10^{-1}$ - j $3.0952.10^{-2}$	-2.6420	-1.5875	-0.19687
13	$-2.5854.10^{-4}$ - j $4.1009.10^{-5}$	$1.1593.10^{-2}$ - j $9.1165.10^{-2}$	-3.1805	1.5896	0.19713
14	$7.7931.10^{-4}$ + j $1.2361.10^{-4}$	$3.5614.10^{-1}$ - j $4.5027.10^{-2}$	-3.5873	-1.5671	-0.19435
15	$-2.6187.10^{-4}$ - j $4.1538.10^{-5}$	$-4.7606.10^{-2}$ + j $3.7233.10^{-1}$	-3.8134	1.5649	0.19407
16	$-1.9624.10^{-3}$ - j $3.1127.10^{-4}$	$2.4758.10^{-1}$ + j $3.2034.10^{-2}$	-4.5200	-1.5642	-0.19399
17	$1.1554.10^{-4}$ + j $1.8326.10^{-5}$	$1.5617.10^{-2}$ - j $1.2069.10^{-1}$	-5.1743	-1.5705	-0.19477
18	$5.6830.10^{-4}$ + j $9.0142.10^{-5}$	$-4.4995.10^{-2}$ - j $5.7187.10^{-3}$	-5.4829	-1.5731	-0.19510
19	$-1.4170.10^{-5}$ - j $2.2475.10^{-6}$	$-1.6538.10^{-3}$ + j $1.2792.10^{-2}$	-5.5740	-1.5687	-0.19454
20	$-5.2192.10^{-5}$ - j $8.2785.10^{-6}$	$2.6961.10^{-3}$ + j $4.2765.10^{-4}$	-5.5934	1.5421	0.19124

Tableau 3.3. Les coefficients a_i, b_i et les paramètres de l'égaliseur φ_i, $\Delta\eta_i$, et ΔL_i $(i=1,2,\ldots,n)$.

Selon les paramètres obtenus par la méthode de synthèse, les réponses d'amplitude, de phase et de retard de groupe de l'égalisation biréfringent ont été calculées, et sont présentées à la figure 3.13. La réponse en amplitude de la figure 4(a) présente une transmittance presque plate avec des faibles pertes de puissance de 0,094 dB et une ondulation d'amplitude de 0,0092 dB. La phase quadratique sur la bande de fréquences de f = ± 5 Ghz est illustrée à la figure 4(b). Le retard de groupe linéaire correspondant de 2003 ps/nm avec une déviation maximale de 3,86 ps sur une bande passante de 10 GHz est illustré sur la figure 4(c). Le résumé de la méthode de synthèse est représenté dans la figure 3.14.

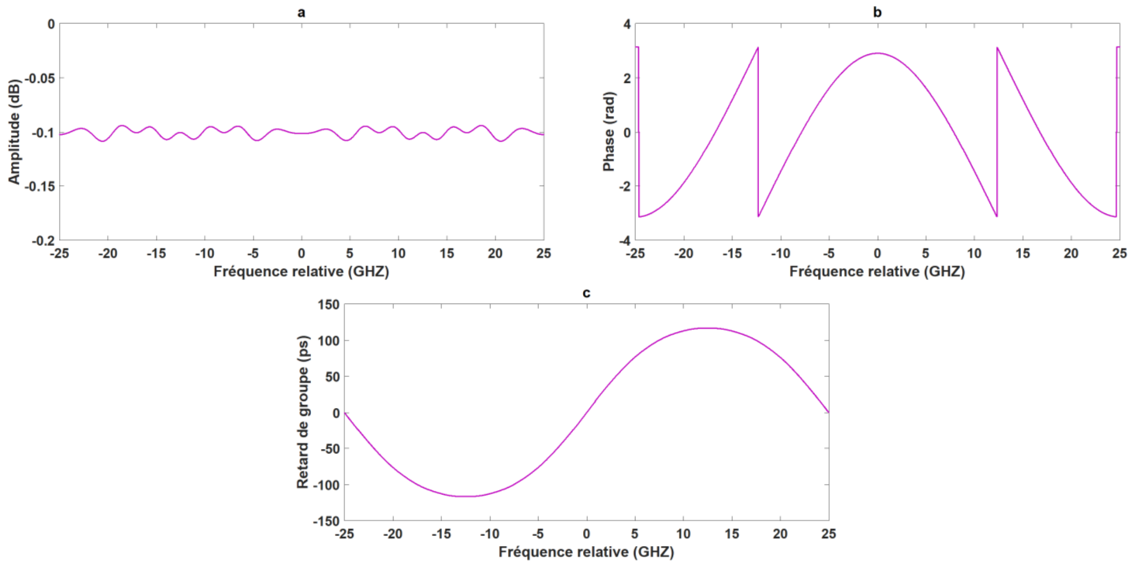


Fig. 3.13. Les réponses spectrales de l'égaliseur synthétisé Longueur d'onde centrale λ = 1550 nm, la dispersion estimée est de 2003 ps/nm sur la bande de fréquence opérationnelle de 10 GHz.

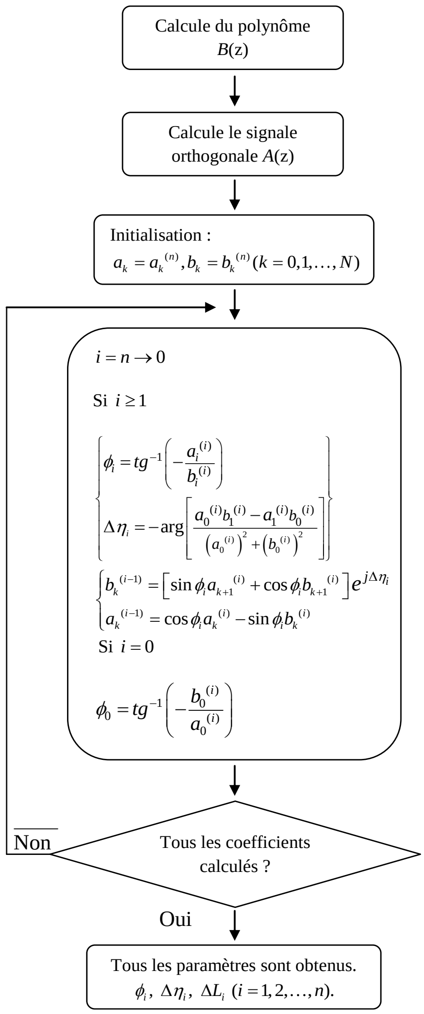


Fig. 3.14. Organigramme de synthèse.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les principaux concepts physiques sur lesquels sont construits les filtres de phase biréfringents et nous avons montré le modèle mathématique et physique des éléments biréfringents qui composent le filtre. Ensuite, nous avons analysé deux techniques de synthèse pour concevoir des filtres biréfringents de phase pour la compensation de la dispersion chromatique.

Le chapitre suivant sera consacré exclusivement à notre contribution originale sur laquelle, nous avons synthétisé des filtres biréfringents de phase dans le but de multiplier la fréquence d'un train d'impulsion laser en se basant sur l'effet Talbot temporel.

Bibliographie

1. A. Yariv et P. Yeh, "Optical Waves in Crystals," John Wiley & Sons Inc., 1984
2. Site Internet : www.rennes.udppc.asso.fr/IMG/pdf/dossier46.pdf
3. S. Huard, Polarisation de la lumière, Masson, 1994.
4. Site Internet : www.geoforum.fr/gallery/image/7309-calcite-ou-spath-dislande/
5. F. Dubois, "Elaboration et caractérisations électro-optique et diélectrique de composites à cristaux liquides ferroélectriques dispersés dans une matrice polymère," thèse de doctorat, 2004.
6. T. Ozeki, "Optical equalizers," Opt. Lett. vol. 17, pp. 375-377, 1992.
7. M. Sharma, H. Ibe and T. Ozeki, "Optical circuits for equalizing group delay dispersion of optical fibers," in Journal of Lightwave Technology, vol. 12, pp. 1759-1765, 1994.
8. M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," Oxford, England: Pergamon, 1964, ch. 1, p. 66.
9. R. H. Chu and G. E. Town, "Synthesis of birefringent equalizing filters for WDM dispersion compensation," Optics Communications, vol. 214, pp. 147-154, 2002.
10. N. Kikuchi, IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 13, 2001.
11. J. Pauly, P. Le Roux, D. Nishimura, A. Macovski, "Parameter relations for the Shinnar-Le Roux selective excitation pulse design algorithm [NMR imaging]," IEEE Trans Med Imaging. vol. 10, pp. 53-65, 1991.
12. I. Schur, J. Reine Angew. Math. vol. 147, pp. 205–232, 1917. [Traduction anglaise réimprimée dans "Operator Theory: Advances and Applications," vol. 18 pp. 31–60, 1986]
13. R. Hong Chu and G. Town, "Birefringent filter synthesis by use of a digital filter design algorithm," Appl. Opt. vol. 41, pp. 3412-3418, 2002.
14. K. Jinguji and M. Kawachi, "Synthesis of coherent two-port lattice-form optical delay-line circuit," in Journal of Lightwave Technology, vol. 13, pp. 73-82, 1995.
15. E.C. Ifeachor, B.W. Jervis, Digital Signal Processing – A Practical Approach, Addison-Wesley, 1993.

16. T.P. Hansen, J. Broeng, S.E.B. Libori, E. Knudsen, A. Bjarklev, J.R. Jensen, H. Simonsen, “Highly Birefringent Index-Guiding Photonic Crystal Fibers,” IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 13 pp. 588-590, 2001.

Chapitre 4

Multiplicateur de fréquence d'impulsions basé sur l'effet Talbot temporel dans les Filtres optiques biréfringents

---

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'il existe une analogie entre le phénomène spatial de Talbot et la propagation d'un signal temporel périodique à travers un milieu dispersif dans des conditions de dispersion du premier ordre [1,2]. Il a été décrit pour la première fois en 1981 par T. Jannson et J. Jannson sous le nom d'effet Talbot temporel (TTE). Lorsque des impulsions optiques périodiques temporelles se propagent dans un milieu dispersif de premier ordre avec une quantité suffisante de dispersion donnée par la condition de Talbot, une copie de la séquence temporelle originale se reproduit ou le taux de répétition est multiplié par un facteur entier [3].

Le TTE a trouvé des applications intéressantes dans de nombreux domaines tels que le transformateur de Fourier discret en temps réel, la mécanique quantique, l'amplification optique passive et la récupération d'horloges sub-harmoniques [4-7]. Par exemple, la propriété de mise en mémoire tampon du TTE peut être utilisée comme un schéma de récupération d'horloge tout-optique pour les systèmes de transmission de retour-à-zéro de manière passive, simple et insensible à la polarisation [8]. En outre, le TTE a été utilisé comme un composant fondamental d'un système d'horloge invisible exploitant l'interférence temporelle pour créer des écarts d'intensité dans le domaine temporel [9]. Récemment, ce phénomène a été exploité pour réaliser un amplificateur d'intensité sans bruit d'impulsions optiques périodiques, appelée amplificateur passif de Talbot, en utilisant une fibre à réseau de Bragg chirpé linéairement comme milieu dispersif, et une nouvelle conception d'amplificateur a été démontrée, dans laquelle le facteur de gain entrée-sortie peut être électriquement reconfiguré [10,11]. En plus de ces applications, la multiplication du taux de répétition des impulsions (PRRM) d'une source à faible débit basée sur le TTE a attiré beaucoup d'attention au cours des années, en

raison de sa moindre complexité et de sa configuration optique entièrement passive [12]. In principle, les techniques de PRRM induites par le TTE sont des processus de filtrage quadratique continu en phase seule, qui sont capables de conserver la plus grande partie de l'énergie disponible dans la bande de fréquence des impulsions d'entrée [13], contrairement aux implémentations traditionnelles de PRRM utilisant le filtrage spectral d'amplitude qui souffrent de la perte de l'énergie spectrale disponible [14-17].

Dans ce chapitre, nous présentons pour la première fois, l'existence du TTE dans des filtres optiques biréfringents utilisés comme multiplicateurs de fréquence d'impulsion (Birefringent Pulse Rate Multipliers, BPRM). Les BPRM ont naturellement une phase périodique, et sont capables de multiplier le taux de répétition des impulsions d'entrée par différents facteurs en fonction du nombre N d'étages du filtre [18].

4.2 Principe de fonctionnement et conception du filtre

4.2.1 Principe de fonctionnement

Supposons que nous avons un train d'impulsions optiques périodique avec une période de répétition de T_{rep} se propage dans un milieu dispersif de premier ordre, comme nous l'avons prouvé dans le chapitre 02, la condition temporelle de Talbot peuvent être écrites comme suit [19],

$$\Phi_2 = \frac{s}{m}\frac{{T_{rep}}^2}{2\pi} \tag{4.1}$$

Sous la condition du coefficient de dispersion du premier ordre, la séquence temporelle d'entrée réapparaît à la sortie du milieu dispersif, sans affecter la forme et la durée des impulsions individuelles par le processus de dispersion, mais avec une répétition de m fois plus élevée du taux d'entrée.

Aussi, nous avons démontré qu'un filtre de phase quadratique continu avec une dispersion de premier ordre satisfaisant la condition de Talbot donnée par l'équation. (4.1) est équivalent à un filtre périodique à phase quadratique dont la période spectrale est égale à la fréquence de répétition de la sortie $f_{r,out} = m.f_{rep}$ (with $s = 1$), et la variation de phase dans chaque période satisfaisant à la même condition de Talbot [20], comme le montre la figure 4.1. Les déphasages appliqués au spectre d'entrée pour réaliser le TTE avec une fréquence de répétition de m sont donnés par [21],

$$\psi_n = n^2 \frac{s}{m} \pi \tag{4.2}$$

où n est un nombre entier.

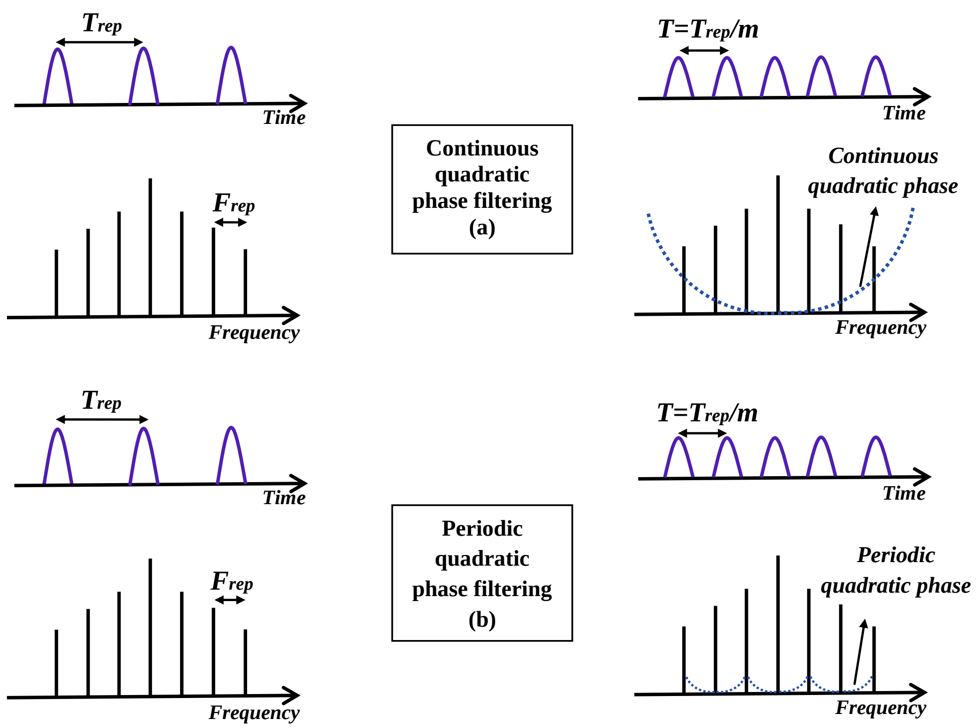


Fig. 4.1. Technique de multiplication du taux de répétition d'impulsion basée sur le TTE (a) filtrage de phase quadratique continu et (b) filtrage de phase quadratique périodique. Les deux techniques de multiplication sont équivalentes

Le filtre de Lyot, le filtre de Solc, et en général, les filtres biréfringents sont des filtres périodiques à la fois en amplitude et en phase en raison de la nature périodique du déphasage des lames biréfringentes [22]. En outre, et sur la base de notre approche de synthèse développée dans un travail précédent [23], le filtre biréfringent peut être synthétisé pour avoir n'importe quelle réponse arbitraire en amplitude ou en phase. Plus précisément, le filtre désirable doit avoir une transmittance plate et une phase quadratique sur une largeur de bande d'opération de $m.f_{rep}$ avec une dispersion du premier ordre satisfaisant la condition temporelle de Talbot donnée par l'équation (4.1) pour chaque période.

4.2.2 Conception du filtre

La figure 4.2 illustre l'architecture proposée pour le BPRM hybride à N étages. Chaque étage est composé d'une lame biréfringente (Birefringent Plate, BP) comme une section identique, associée à une lame à cristaux liquides (Liquid-Crystal Cell, LCC) comme une

section variable [24]. Les axes lent et rapide de la section identique et la section variable de chaque étage sont parallèles entre eux, et orienté avec un angle $\varphi_i (i = 1, 2, \ldots N)$ par rapport à l'axe *x*. Il y a deux polariseurs, le premier est utilisé pour assurer une lumière polarisée linéairement à l'entrée, et le seconde est orientée selon un angle φ_p permet de créer l'interférence entre les sous-impulsions à la sortie. Les sections identiques ont une longueur nominale *L*, introduire un déphasage η, et les sections variables introduisent un déphasage variable $\Delta\eta_i$. Le déphasage total pour l'étage *i* peut être écrit comme suit, $\eta_i = \eta + \Delta\eta_i$. La longueur de la section identique est donnée par,

$$L = \frac{c}{\Delta n.FSR} \tag{4.3}$$

où Δn est la biréfringence, *c* est la vitesse de la lumière dans le vide, et *FSR* est l'intervalle spectrale libre.

Selon le formalisme de Jones, la matrice de transfert du BPRM hybride à *N* étages peut être décrite comme suit,

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = P_A R(\varphi_p) \left\{ R(-\varphi_N) R(\eta_N) R(\varphi_N) \right\} \ldots \left\{ R(-\varphi_1) R(\eta_1) R(\varphi_1) \right\} P_x \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4.4}$$

$R(\varphi_i) = \begin{pmatrix} \cos\varphi_i & \sin\varphi_i \\ -\sin\varphi_i & \cos\varphi_i \end{pmatrix}$, est la matrice de rotation, dont l'angle est φ_i.

$R(\eta_i) = \begin{pmatrix} e^{j\eta_i/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\eta_i/2} \end{pmatrix}$, est la matrice biréfringente d'étage *i*.

$P_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$, est la matrice du polariseur d'entrée.

$P_A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$, est la matrice de l'analyseur exprimée dans son repère propre.

La matrice de transfert peut également être écrite en fonction des angles relatifs,

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = P_A \left\{ R(\theta_p) R(\eta_N) \right\} \left\{ R(\theta_N) R(\eta_{N-1}) \right\} \ldots \left\{ R(\theta_2) R(\eta_1) \right\} R(\theta_1) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4.5}$$

La relation entre les angles relatifs et absolus est donnée comme suit,

$$\begin{aligned} &\theta_1 = \varphi_1 \\ &\theta_2 = \varphi_2 - \varphi_1 \\ &\vdots \\ &\theta_N = \varphi_N - \varphi_{N-1} \\ &\theta_p = \varphi_p - \varphi_N \end{aligned} \tag{4.6}$$

L'équation (4.5) peut être réécrite sous la forme générale suivante,

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_p e^{-j\eta_N} & \sin\theta_p \\ -\sin\theta_p e^{-j\eta_N} & \cos\theta_p \end{pmatrix} \prod_{i=2}^{N} \begin{pmatrix} \cos\theta_i e^{-j\eta_{i-1}} & \sin\theta_i \\ -\sin\theta_i e^{-j\eta_{i-1}} & \cos\theta_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_1 \\ -\sin\theta_1 \end{pmatrix} \tag{4.7}$$

Le produit matriciel de l'équation (4.7) conduit à la forme d'une série exponentielle de la composante du champ électrique de sortie polarisé selon l'axe de transmission de l'analyseur, telle que,

$$E_{out} = \sum_{i=0}^{N} E_i e^{-ji\eta} = E_{in}(E_0 + E_1 e^{-j\eta} + \ldots + E_N e^{-jN\eta}) \tag{4.8}$$

où $E_i (i = 0,1,\ldots N)$ sont des coefficients complexes, qui dépendent des angles relatifs $\theta_1,\ldots\theta_N,\theta_p$, et les déphasages variables $\Delta\eta_1,\Delta\eta_2,\ldots\Delta\eta_N$. D'autre part, supposons que le filtre désirable a une réponse spécifique en phase et en amplitude $G(\omega) = 0.99\exp(1/2\Phi$ Nous développons $G(\omega)$ en série de Fourier $C(\omega)$ d'un nombre fini de coefficients complexes tels que,

$$C(\omega) = \sum_{i=0}^{N} C_i e^{-ji\omega T} = C_0 + C_1 e^{-j\omega T} + \ldots + C_N e^{-jN\omega T} \tag{4.9}$$

où T est le retard entre deux impulsions consécutives à la sortie de chaque section identique.

Évidemment, l'équation (4.8) a la même expression que l'équation (4.9), avec $\eta = T\omega$. En combinant ces deux équations, on obtient,

$$\begin{cases} E_0(\theta_1 \dots \theta_N, \theta_p; \Delta\eta_1, \Delta\eta_2, \dots \Delta\eta_N) = C_0 \\ E_1(\theta_1 \dots \theta_N, \theta_p; \Delta\eta_1, \Delta\eta_2, \dots \Delta\eta_N) = C_1 \\ \vdots \\ E_N(\theta_1 \dots \theta_N, \theta_p; \Delta\eta_1, \Delta\eta_2, \dots \Delta\eta_N) = C_N \end{cases} \tag{4.10}$$

En utilisant les algorithmes d'optimisation, tels que l'algorithme génétique (GA), nous pouvons résoudre le système décrit par l'équation (4.10). L'AG se base sur trois concepts principaux pour créer la génération suivante à partir de la population actuelle. Les concepts de sélection sélectionnent les individus appelés parents qui contribuent à la population dans la génération suivante. Les concepts de croisement combinent deux chromosomes, appelés parents, pour former des enfants (chromosomes) pour la génération suivante. Les concepts de mutation appliquent des changements aléatoires aux caractéristiques des parents individuels pour former des enfants.

Un vecteur de solution $(\theta_1, \dots \theta_N, \theta_p, \Delta\eta_1, \Delta\eta_2, \dots \Delta\eta_N)$ représente un individu ou un chromosome qui est constitué d'éléments du vecteur appelés gènes $\theta_1, \dots \theta_N, \theta_p$, $\Delta\eta_1, \Delta\eta_2, \dots \Delta\eta_N$. Chaque gène contrôle une ou plusieurs caractéristiques du chromosome. Un chromosome correspond à une solution unique dans l'espace des solutions. L'AG fonctionne avec une collection de chromosomes, appelée population. La population est initialisée de façon aléatoire. Au fur et à mesure de l'évolution de la recherche, la population inclut des solutions plus adaptées et finalement elle converge avec un niveau d'erreur de fonction satisfaisant entre les coefficients C_i et E_i, ce qui signifie qu'elle est dominée par un vecteur de solution optimal $(\theta_1, \dots \theta_N, \theta_p, \Delta\eta_1, \Delta\eta_2, \dots \Delta\eta_N)_{optimum}$.

C_i sont obtenus à partir de la série de Fourier, où E_i sont dérivés du formalisme de Jones. La fonction d'erreur est définie comme suit,

$$F_{err} = \left(\frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M} \left| C(\omega) - E_{out}(\omega) \right|^2 \right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.11}$$

où M est le nombre de points de fréquence angulaire.

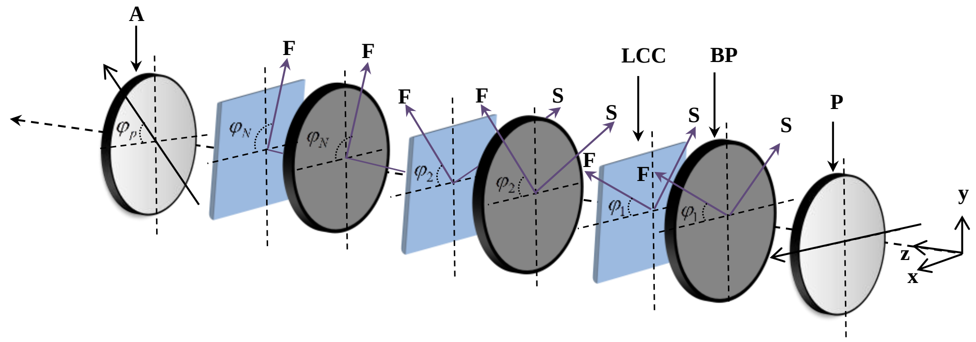


Fig. 4.2. Configuration du BPRM hybride à *N* étages ayant une phase quadratique périodique.

4.3 Résultats et discussions

Dans cette partie, nous illustrons d'abord l'existence du TTE dans les filtres biréfringents. Ensuite, nous démontrons la dépendance du facteur *m* par rapport au nombre *N* d'étages pour garantir des résultats de haute fidélité de PRRM. Finalement, nous discutons l'effet des erreurs possibles sur les étages biréfringents qui peuvent affecter les performances du BPRM.

Nous supposons une séquence périodique d'impulsions laser de forme gaussienne avec une durée d'impulsion FWHM (Full Width at Half Maximum) de 5 ps et une fréquence de répétition de 10 GHz (c'est-à-dire T_{rep} = 100 ps). En effectuant des simulations numériques, nous concevons un BPRM pour augmenter le taux de répétition par un facteur m = 2 et 4, respectivement. Cela nous permettra de générer un train d'impulsions avec une fréquence de répétition de 20 et 40 GHz, respectivement. D'après la condition donnée dans l'équation (4.1), pour s = 1, le BPRM doit être conçu pour fournir un coefficient de dispersion de $\Phi_2 = (1/2\pi)(T_{rep}{}^2/m)$ et un *FSR* de $m.f_{rep}$ pour chaque *m*. Nous supposons que la fonction de transfert de notre filtre a une réponse de phase spécifique comme,

$$|H(\omega)| = 0.99,\ \phi_H(\omega) = \frac{1}{2}\Phi_2\Delta\omega^2 \tag{4.12}$$

où ω est la fréquence angulaire relative. La méthode d'optimisation décrite dans la section précédente a besoin d'une valeur inférieure à l'unité pour converger. Par conséquent, nous fixons $|H(\omega)|$ = 0.99. Tout d'abord, pour obtenir une longueur minimale de la section identique, selon l'équation (4.3), la biréfringence de la section identique doit avoir une grande valeur à la longueur d'onde de fonctionnement. Donc, pour augmenter la fréquence de répétition de la séquence d'impulsions périodiques par un facteur de m = 2, il faut dix lames

biréfringentes de rutile (dioxyde de titane, TiO2), avec une biréfringence de 0,25 à la longueur d'onde de fonctionnement λ = 1550 nm, associées à des lames à cristaux liquides (LCC). Pour obtenir la fonction de transfert désirable, nous avons utilisé la procédure décrite dans la section précédente et résolu le système de l'équation (4.10) par l'algorithme d'optimisation GA. Ainsi, tableau 4.1 présente les valeurs optimales des paramètres optogéométriques obtenues par la GA. Les figures 4.3.a et 4.3.b montrent la réponse en amplitude et en phase du filtre, respectivement. Comme on peut le voir, la réponse en amplitude présente une transmittance presque plate sur toute la largeur spectrale, et la réponse en phase a une phase périodique avec un *FSR* de $m.f_{rep}$ (20 GHz); chaque période fournit un coefficient de dispersion de Φ_2 = 795.7747 ps². Comme nous l'avons déjà mentionné, pour obtenir l'effet Talbot temporel, chaque composante spectrale du signal d'entrée doit subir une certaine quantité de phase. La phase périodique présentée à la figure 4.3.b peut assurer, selon l'équation (4.2), la multiplication de la fréquence de répétition par un facteur de 2, on applique donc la séquence $\{0, \pi/2, 0, \pi/2 \ldots\}$.

Angles absolus $\varphi_1 \rightarrow \varphi_p$ (rad)	**Les déphasages des LCC** $\Delta\eta_1 \rightarrow \Delta\eta_N$ (rad)
0.3475	1.1933
3.9478	2.9535
3.0211	1.2468
2.0384	-2.3988
1.6539	1.0435
0.9263	0.8806
1.8148	2.0875
4.0717	1.3864
3.1201	2.9837
3.5754	1.1897

Tableau 4.1 : Paramètres optogéométriques du BPRM pour m = 2 obtenus par l'algorithme d'optimisation GA.

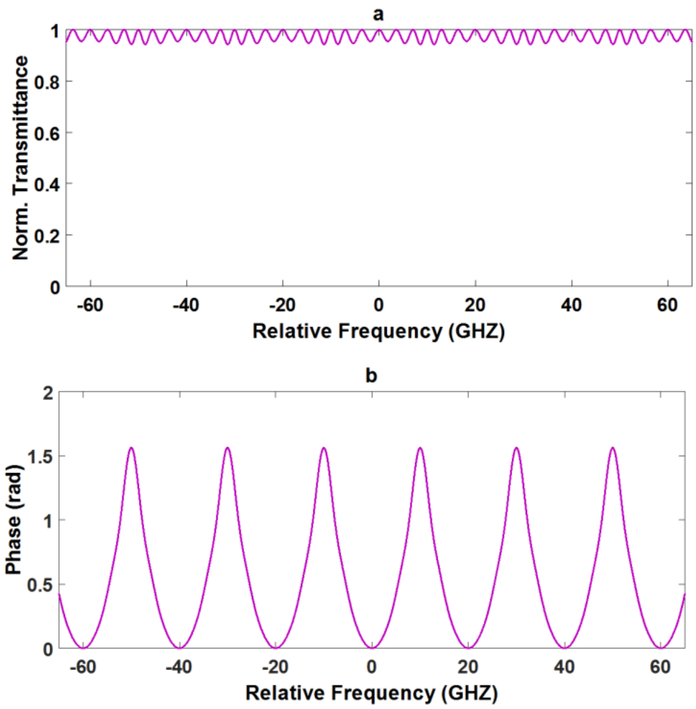


Fig. 4.3. Les réponses spectrales du BPRM à 10 étages (a) réponse en amplitude (b) réponse en phase.

Nous calculons ensuite le spectre du signal de sortie en multipliant le spectre du signal d'entrée par la réponse spectrale du BPRM. Ensuite, nous dérivons le train d'impulsions de sortie temporel en utilisant la transformée de Fourier inverse.

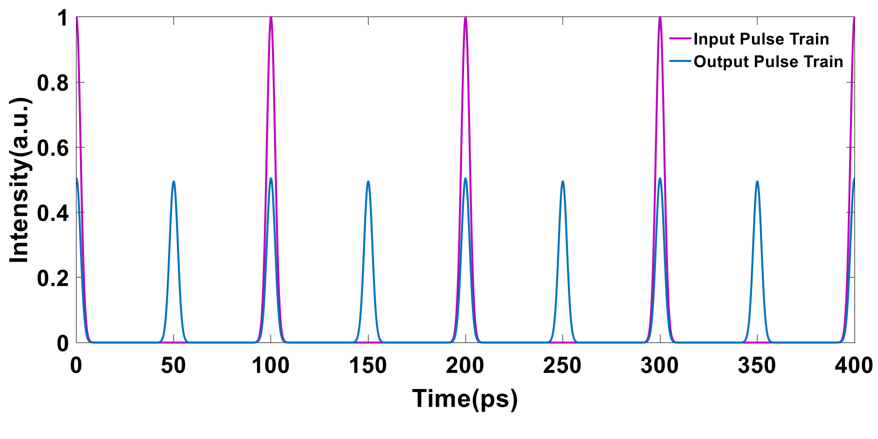


Fig. 4.4. Multiplication du taux de répétition de train d'impulsion d'entrée par un facteur $m = 2$, basé sur le TTE et le train d'impulsion de sortie résultant. La fréquence de répétition de train d'impulsion d'entrée = 10 GHz. La fréquence de répétition de train d'impulsion de sortie = 20 GHz. La durée des impulsions FWHM d'entrée et de sortie est de 5 ps.

La figure 4.4 montre les résultats en puissance normalisée du train d'impulsions d'entrée et de sortie avant et après sa propagation à travers le BPRM. On peut voir que le train

d'impulsions de sortie est en bon accord avec ceux prédits par la théorie, où chaque impulsion de sortie a une forme gaussienne avec une durée équivalente à l'impulsion d'entrée. Cependant, le taux de répétition originale est doublé et l'intensité est réduite par la moitié par rapport à sa valeur originale. En outre, pour augmenter le taux de répétition par un facteur de m = 4, nous avons choisi le nombre d'étages de filtres égal à 10 et 12, respectivement. Ce choix a été fait pour montrer l'impact des deux nombres d'étages sur le train d'impulsions de sortie. En suivant la même procédure que le cas précédent, Le tableau 4.2 donne les nouveaux paramètres optogéométriques correspondants pour 10 et 12 étages, respectivement.

N = 10		N = 12	
5.5840	1.7158	1.3090	-1.2051
4.7056	1.9769	1.2830	1.2040
-1.7792	1.8223	0.7145	1.0497
1.6000	2.0442	1.0749	2.8357
-4.1429	0.1980	1.9913	-1.1530
3.2049	-3.2356	2.9085	2.7023
-0.6798	-2.8216	2.3244	0.5137
1.5275	-0.7986	1.6358	1.2425
1.8012	0.5162	3.7633	5.4723
2.6522	1.7241	3.9844	0.1593
-1.3610		3.4085	1.1868
		3.3362	1.6994
		3.5979	

Tableau 4.2. Paramètres optogéométriques calculés pour m = 4 avec 10 et 12 étages.

La figure 4.5 illustre la réponse en amplitude et en phase du BPRM à 10 et 12 étages. Pour N = 10, le comportement des lames biréfringentes en fonction de la fréquence n'assure pas une amplitude plate et une phase quadratique parfaite. Dans la figure 4.5.a (couleur bleue), nous voyons clairement une perte d'amplitude de 0,2 due aux fortes ondulations qui correspond à 20% de l'amplitude normalisée maximale. Dans la figure 4.5.b (couleur bleue), nous observons une certaine déviation au centre de chaque FSR qui affectera le train d'impulsions de sortie en raison de la quantité non fournie de dispersion à ce point. On augmentant le nombre d'étages à N = 12, on obtient des solutions optimales. Sur la figure 4.5.a (couleur magenta), nous pouvons remarquer une perte d'amplitude négligeable de 0,08 qui ne pourrait pas affecter le principe de fonctionnement en raison du comportement du spectre d'entrée discret, et une ondulation d'amplitude crête à crête de 0,08. Sur la figure 4.5.b (couleur magenta), on remarque que la phase est parfaitement quadratique et périodique introduit une quantité de dispersion égale à 397,8874 ps² pour chaque *FSR* de 40 GHz. La

séquence de phase correspondante qui doit être appliquée pour les différentes composantes de fréquence d'entrée est $\{0, \pi/4, \pi, \pi/4 \ldots\}$.

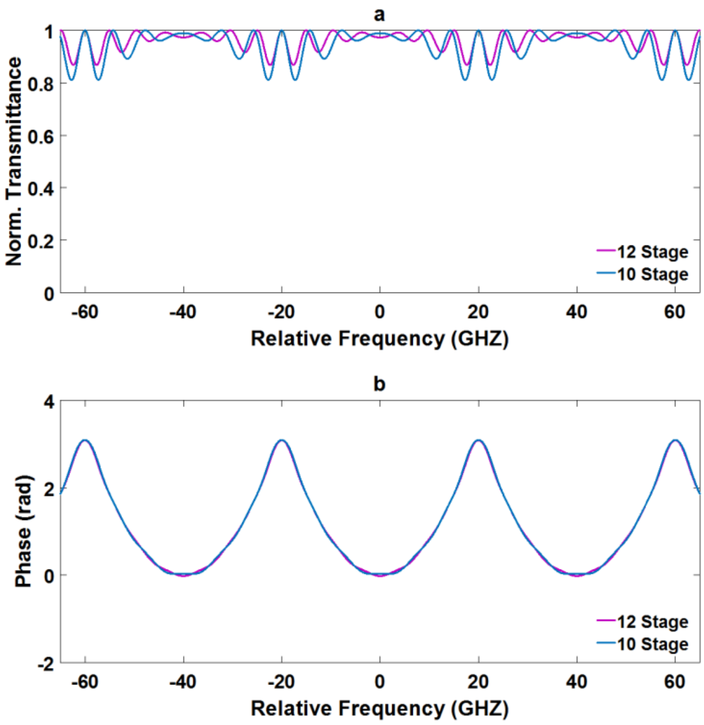


Fig. 4.5. Les réponses spectrales du BPRM à 10 et 12 étages (a) réponse en amplitude (b) réponse en phase.

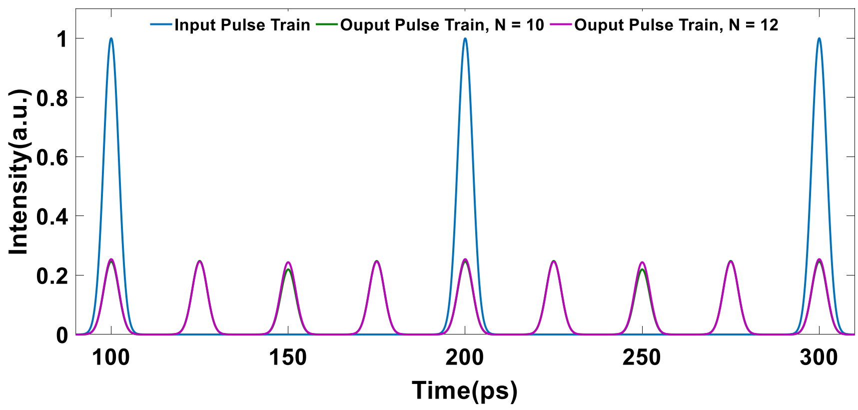


Fig. 4.6. Multiplication du taux de répétition d'impulsion d'entrée par un facteur *m* = 4 basé sur TTE et le train d'impulsion de sortie résultant en utilisant 10 et 12 étages. Fréquence de répétition des impulsions d'entrée = 10 GHz. Fréquence de répétition des impulsions de sortie = 40 GHz. La durée des impulsions FWHM d'entrée et de sortie est de 5 ps.

La figure 4.6 montre les résultats du train d'impulsions de sortie calculé avec un BPRM à 10 et 12 étages. Dans le cas de 10 étages, l'impact du nombre d'étages inférieur est visible dans les variations crête à crête d'intensité entre les sous-impulsions de sortie. Dans le cas de

12 étages, le signal de sortie a une fréquence de répétition de 40 GHz avec une intensité parfaite de 1/4 et les mêmes caractéristiques que celles du signal d'entrée.

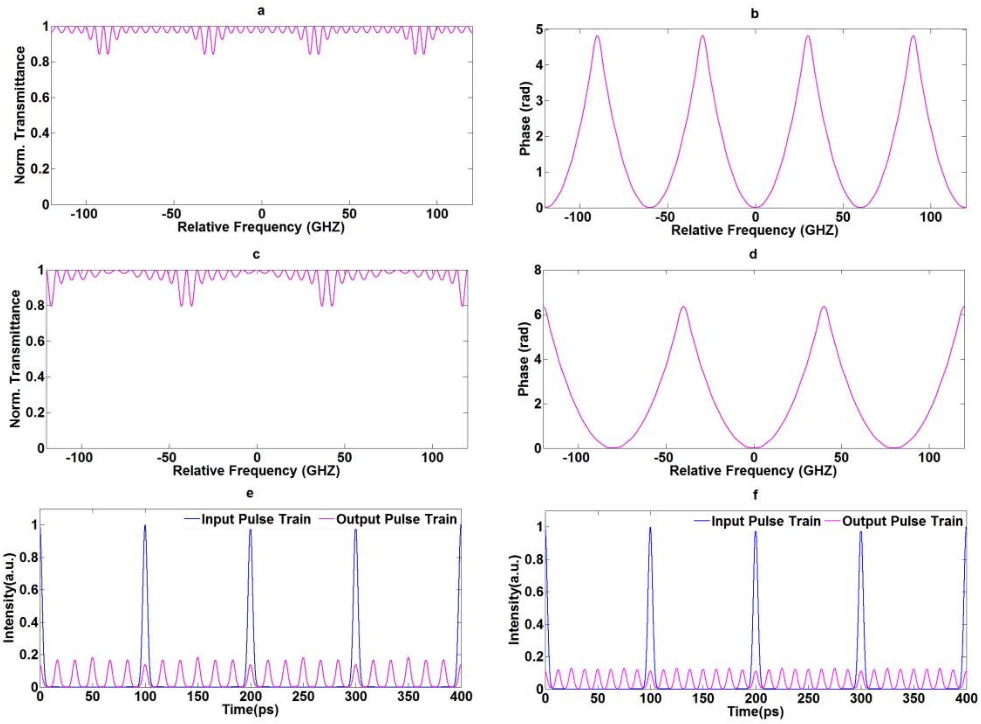


Fig. 4.7. Facteurs de multiplication plus élevés : (a) et (b) réponse en amplitude et en phase de m = 6 avec N = 16, respectivement, (c) et (d) réponse en amplitude et en phase de m = 8 avec N = 20, respectivement, (e) et (f) la fréquence de répétition des impulsions d'entrée = 10 GHz et les fréquences de répétition des impulsions de sortie = 60 GHz et 80 GHz avec N = 16 et N = 20, respectivement.

Maintenant, on considère des facteurs de multiplication plus élevés, La figure 4.7 montre les cas de m = 6 et m = 8 avec N = 16 et N = 20, respectivement. Comme on peut l'observer sur la figure 4.7.a, b, c et d, le BPRM fournit l'amplitude et la phase requises pour chaque cas de m en ce qui concerne la platitude de l'amplitude et les phases appliquées aux différentes composantes fréquentielles d'entrée. Nous remarquons que d'après les figures 4.7.e et f, des trains d'impulsions avec une fréquence de répétition de 60 et 80 GHz sont obtenus avec succès et que le BPRM pour des facteurs PRRM plus élevés maintient la fidélité en termes de caractéristiques des impulsions individuelles (la forme gaussienne et la durée d'impulsion FWHM (5 ps) des impulsions d'entrée) et les variations d'intensité d'impulsion crête à crête du train d'impulsions de sortie. La figure 4.7.f montre que les impulsions de sortie commencent à se chevaucher. Par conséquent, pour éviter les interférences entre les impulsions de sortie, le nouveau T_{rep} doit être plus long que la largeur temporelle des impulsions individuelles. Dans cette condition, le facteur m ne peut être supérieur à une

certaine valeur. Cela limite la validité de la technique de multiplication du taux de répétition des impulsions induite par l'effet Talbot temporel dans les filtres biréfringents.

Pour étudier le comportement du BPRM et déterminer le nombre minimal d'étages, il est important d'indiquer que le *FSR* dépend du facteur *m* (des facteurs de multiplication plus élevés nécessitent une bande de fréquence large $FSR = m.f_{rep}$). Plus d'étages sont nécessaires pour couvrir toute la bande de fréquence et garantir une erreur minimale. La figure 4.8 représente les courbes d'erreur quadratique moyenne (Root Mean Square Error, RMSE) données pour différentes valeurs du facteur *m* en fonction du nombre *N* d'étages du filtre.

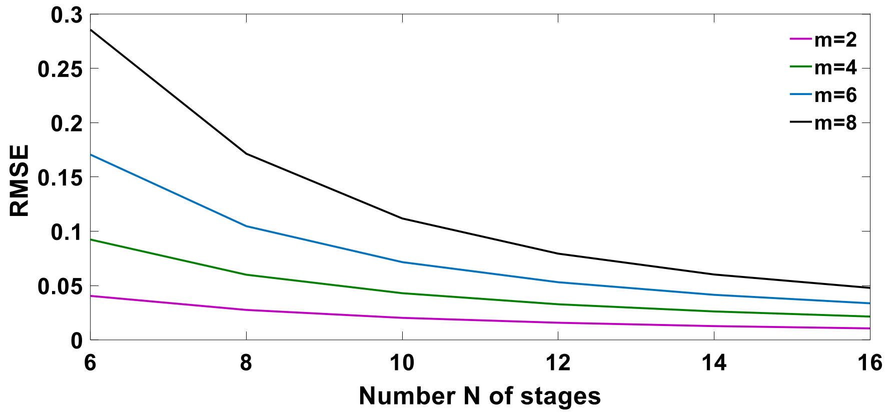


Fig. 4.8. Les courbes de RMSE pour différents *m* calculés par l'algorithme d'optimisation pour différents nombres *N* d'étages du BPRM.

Comme on peut le constater, la valeur de la RMSE pour différentes valeurs de *m* diminue lorsque le nombre *N* d'étages de filtre augmente. Pour le cas de *m* = 2, lorsque *N* augmente de 6 à 8, la variation du RMSE est égale à 0,0129, et elle n'est que de 0,0073 lorsque *N* augmente de 8 à 10. Au-delà de *N* = 10, la performance du filtre ne change pas significativement, ce qui explique le choix du nombre *N* = 10 des étages BPRM utilisés pour ce cas. Le même raisonnement pour le cas de *m* = 4 avec *N* = 12. Pour le cas de *m* = 8, lorsque *N* augmente de 6 à 8, la variation du RMSE est égale à 0,1142 et elle est améliorée par rapport au cas de *m* = 2, mais avec une valeur élevée du RMSE à *N* = 8. Tandis que, si *N* augmente de 14 à 16, la variation de la RMSE n'est que de 0,0596, et la valeur de la RMSE reste significative à *N* = 16. Dans ce cas, le nombre *N* des étages du BPRM n'est pas suffisant pour obtenir un meilleur résultat avec la fréquence de répétition prédéfinie, et le meilleur choix de *N* serait 20.

La précision de la fabrication est l'une des problèmes les plus importantes à prendre en considération. Pour un nombre N d'étages, les angles absolus correspondants et les déphasages du LCC sont obtenus par l'algorithme d'optimisation et sont des solutions optimales. L'emploi des déphasages importants dans les lames à cristaux liquides ou la modification des angles absolus conduit à une distorsion complète de la fonction de transfert du filtre et augmente les erreurs sur le train d'impulsions de sortie. Maintenant, on examine l'influence des erreurs d'angle d'orientation qui peuvent affecter la performance du BPRM. Pour estimer les erreurs d'angle acceptables, nous créons des erreurs aléatoires $\Delta\varphi$ par des marges de ± 0,5°, ± 1°, ± 1,5° et ± 2°. La figure 4.9 montre l'effet des erreurs sur les trains d'impulsions de sortie dans le cas de m = 2. Comme on peut le voir, pour les marges de ± 0,5° et ± 1°, le train d'impulsions de sortie n'est pas affecté par les erreurs. Alternativement, pour les marges les plus élevées, ± 1.5° and ± 2°, nous remarquons une dégradation des performances du BPRM qui peut être observée dans les variations d'intensité d'impulsion crête à crête entre les sous-impulsions de sortie. Par conséquent, pour garantir la fidélité des résultats, les erreurs de paramètres ne devraient pas dépasser la marge de ± 1° (voir l'insertion de la figure 4.9).

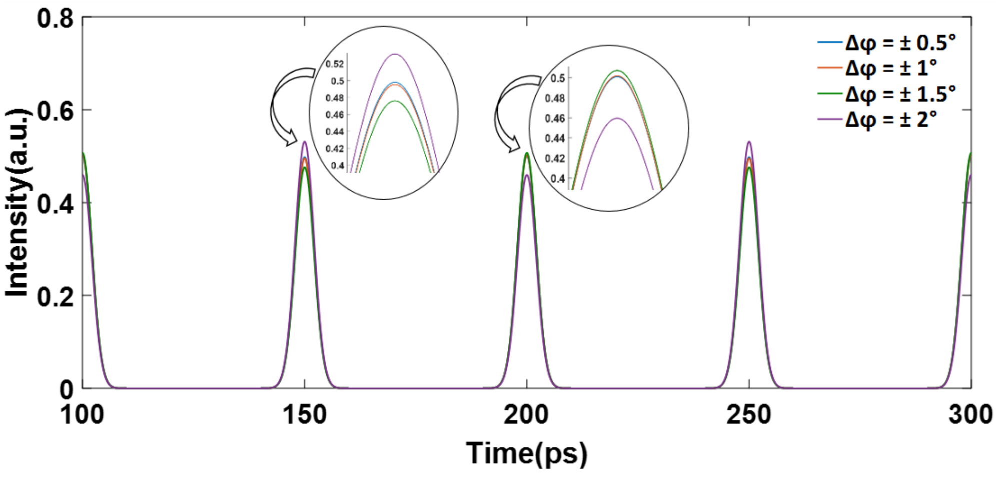


Fig. 4.9. Train d'impulsions de sortie lorsque l'angle d'orientation de l'étage est affecté par des erreurs pour le cas de m = 2.

Considérons maintenant les longueurs acceptables des sections identiques. En suivant la même procédure que celle utilisée pour les erreurs d'angle d'orientation, La figure 4.10 illustre la déviation du train d'impulsions de sortie causée par différentes erreurs de longueur ΔL dans le cas de m = 2. Pour assurer une moitié de l'intensité parfaite, l'erreur des sections identiques ne doit pas être supérieure à 0,1 mm. Par ailleurs, on commence à observer la dégradation des

amplitudes des sous-impulsions de sortie due aux erreurs de longueur ΔL. (Voir l'insertion de la figure 4.10).

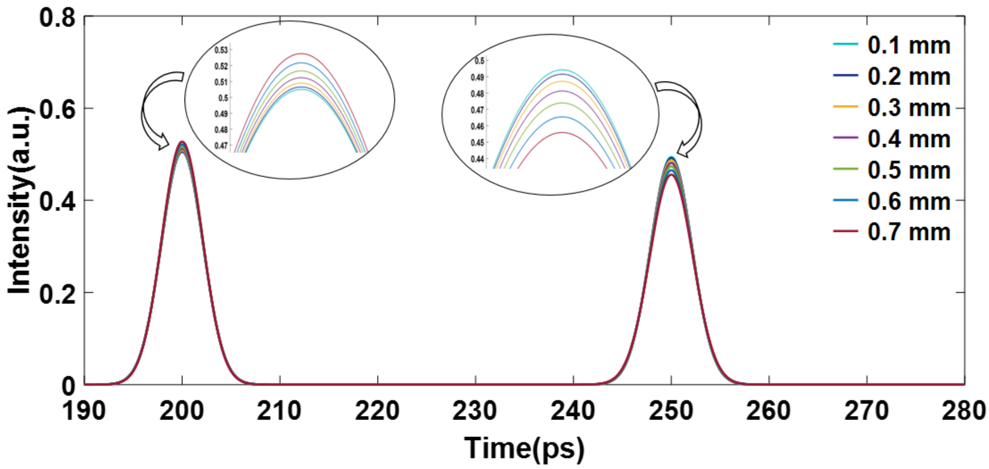


Fig. 4.10. Train d'impulsions de sortie lorsque des erreurs de longueur sont imposées pour le cas de m = 2.

Par ailleurs, Les pertes d'insertion du BPRM correspondent aux pertes induites par l'ensemble des étages biréfringents. Ces pertes sont principalement dues à la réflexion aux interfaces des lames biréfringentes, les pertes de matériau LC (absorption et diffusion) et les pertes de propagation de l'oxyde d'indium-étain (Indium-Tin-Oxide, ITO). Ils peuvent être réduits par une couche antireflet (Anti Reflection, AR) approprié sur les facettes des lames. D'autre part, contrairement aux fibres SMF et aux réseaux de Bragg, le BPRM peut être considéré comme un filtre accordable. En effet, pour N = 20 étages, la mise en œuvre de taux de multiplication de m = 2 à m = 8 peut être réalisée par la variation du nombre d'étages basée sur "la technique d'annulation optique". Le processus d'annulation optique de M étages parmi N est effectué avec la variation de la différence de marche optique des LCC pour différentes valeurs de tension sans ajouter ou supprimer physiquement les M étages, ce qui rend le BPRM compact [25]. En outre, l'apparition d'un filtre biréfringent pratique a été empêchée en raison des difficultés liées à la technologie de fabrication, en particulier, la fabrication d'un grand nombre d'étages de filtres biréfringents. Heureusement, les progrès de la technologie de polarisation de champ électrique du LiNbO3 ont permis de créer un nouveau type de filtre biréfringent, comme un filtre Solc à bande étroite basé sur LiNbO3 périodiquement polarisé (Periodically Poled $LiNbO_3$, PPLN). Cette technologie permettra de surmonter les difficultés liées à la complexité de la configuration optique et augmentera les perspectives de réalisation expérimentale [26].

4.4 Effet Talbot temporel utilisant un filtre biréfringent à phase continue

Dans cette partie, nous vérifions l'effet de Talbot temporel à phase continue par la même technique et l'architecture présentée précédemment. Le filtre doit avoir une phase quadratique continue et une transmittance plate sur toute la plage de fonctionnement.

4.4.1 Principe de fonctionnement

Pour analyser la technique proposée, nous considérons que le signal d'entrée est un train d'impulsions provenant d'un laser mode-locked. En particulier, nous supposons une séquence périodique de 50 impulsions gaussiennes, chaque impulsion ayant une largeur à mi-hauteur temporelle (FWHM) de 9 ps. On suppose que la séquence a une fréquence de répétition de 20 GHz, c'est-à-dire une période de répétition de T_{rep} = 50 ps. Nous concevons un BPRM pour augmenter cette fréquence de répétition par un facteur de m = 2, ce qui nous permettra d'obtenir un train d'impulsions avec une fréquence de répétition de 40 GHz. Le BPRM doit être conçu pour fournir un coefficient de dispersion $\Phi_2 = (1/2\pi)(T_{rep}{}^2 / m) = 198.9437\, ps^2$ [de la condition (4.7) avec s = 1]. Pour ce cas, 28 BP en rutile (dioxyde de titane, TiO2), avec une biréfringence de 0,25 à la longueur d'onde de fonctionnement λ = 1550 nm associés à des LCC sont nécessaires pour couvrir une bande de 130 GHz. Nous basons sur la procédure présentée dans la section précédente, nous utilisons l'algorithme génétique (AG), le tableau 4.3 donne les valeurs des paramètres du filtre optogéométrique. Notons que ces résultats ne sont pas uniques. Il existe en effet des ensembles de solutions possibles qui sont équivalentes.

4.4.2 Résultats et discussions

La figure 4.11 montre les réponses en amplitude et en phase du BPRM. Comme on peut le voir, la réponse en amplitude illustré à la figure 4.11.a présente une transmittance presque plate avec quelques ondulations d'amplitude qui n'affecteront pas le processus décrit ci-dessus, puisque le signal d'entrée est une fonction périodique du temps, il peut être représenté dans le domaine des fréquences comme des composantes discrètes de Fourier espacées spectralement par $f_{rep} = 1/T_{rep}$. Dans la figure 4.11.b, nous avons une phase quadratique sur

toute la largeur spectrale, ce qui fournit la quantité de dispersion requise. En prenant la transformée de Fourier inverse du spectre de sortie, la figure 4.12 représente la puissance optique normalisée du signal temporel de sortie.

Absolute Angles $\varphi_1 \to \varphi_{14}$ (rad)	**Absolute Angles** $\varphi_{15} \to \varphi_N$ (rad)	**LCC's phase shifts** $\Delta\eta_1 \to \Delta\eta_{14}$ (rad)	**LCC's phase shifts** $\Delta\eta_{15} \to \Delta\eta_N$ (rad)
-5.4236	-1.7025	-2.1146	2.3208
-6.1580	1.3483	2.7487	2.7363
-6.3859	-1.5403	2.3406	-5.5560
-2.5972	2.1442	-0.0150	0.2116
-5.5065	-0.3455	1.6843	2.0105
-6.1523	-0.0867	-4.3733	3.2029
-3.5219	2.7210	-1.9686	-0.0731
-3.1958	3.0470	0.0731	1.9686
-0.3881	5.6774	-3.2029	4.3733
-0.1293	5.0316	-2.0105	-1.6843
-2.6191	2.1223	-0.2116	0.0150
1.0654	5.9110	5.5560	-2.3406
-1.8232	5.6831	-2.7363	-2.7487
1.2276	4.9487	-2.3208	2.1146
	Analyzer Angle : 4.2374		

Tableau 4.3. Paramètres optogéométriques du BPRM à phase quadratique continue pour le cas de $m = 2$

Comme prévu par la théorie, le signal de sortie a une fréquence multipliée par un facteur de deux avec les mêmes propriétés de signal d'entrée. Chaque impulsion a une forme gaussienne avec une durée FWHM de 9 ps espacée de 25 ps.

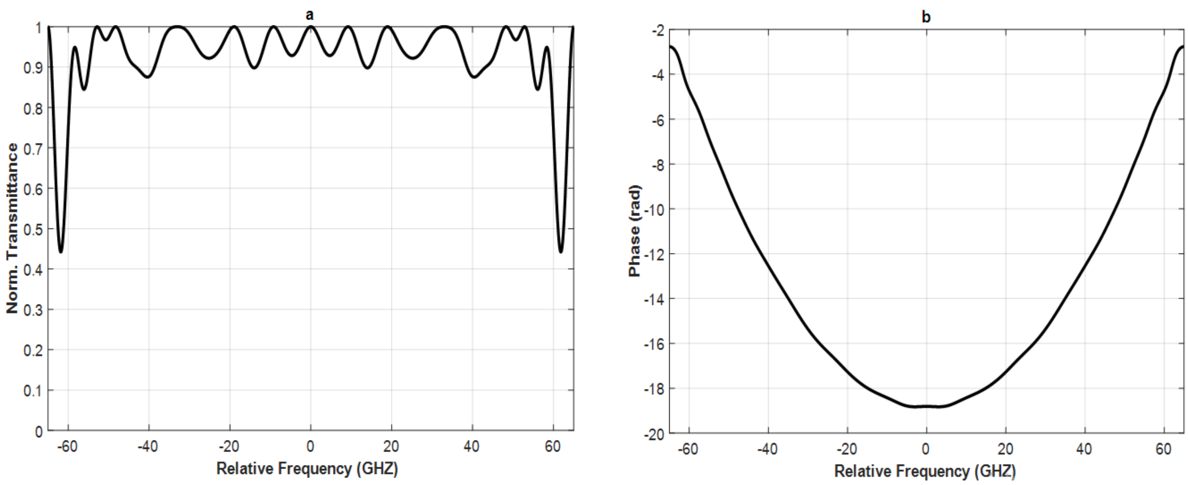


Fig. 4.11. Les réponses spectrales du BPRM (a) Réponse en amplitude (b) Réponse en phase.

De plus, pour atteindre une moitié parfaite d'intensité, on remarque qu'il y a une petite perte d'amplitude de 0,04 sur les sous-impulsions du signal de sortie, car il reste toujours de petites amplitudes de composantes spectrales au-dessus de 130 GHz que la phase du filtre ne pouvait pas atteindre.

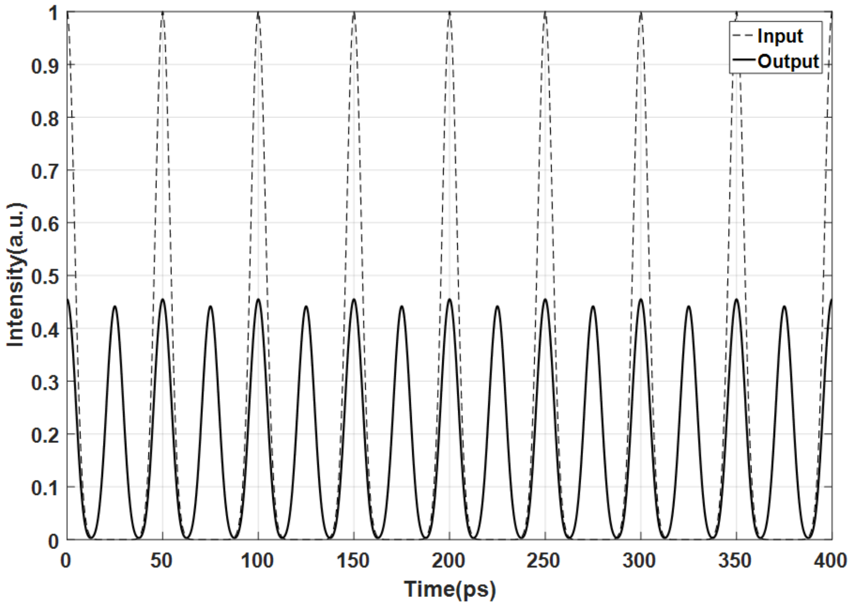


Fig. 4.12. Multiplication du taux de répétition de train d'impulsion d'entrée par un facteur m = 2, basé sur le TTE et le train d'impulsion de sortie résultant. La fréquence de répétition de train d'impulsion d'entrée = 20 GHz. La fréquence de répétition de train d'impulsion de sortie = 40 GHz. La durée des impulsions FWHM d'entrée et de sortie est de 9 ps.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé un multiplicateur de fréquence d'impulsion basé sur l'effet Talbot temporel en utilisant un filtre optique biréfringent. La synthèse d'un filtre biréfringent de phase quadratique et périodique ou continue nécessite la résolution d'un système non linéaire par un algorithme d'optimisation pour déterminer les angles et les déphasages des étages du filtre. Nous avons démontré une technique de conception d'un filtre biréfringent pour être un milieu dispersif périodique, cette technique nous permettre à multiplier une fréquence de répétition des impulsions d'entrée de 10 GHz par un facteur de 2, 4, 6 et 8 pour obtenir une fréquence de répétition de sortie de 20 GHz, 40 GHz, 60 GHz et 80 GHz, respectivement. Les trains d'impulsions de sortie obtenus montrent une excellente fidélité avec ceux prédits par la théorie, sans déformer les caractéristiques des impulsions individuelles par rapport aux impulsions d'entrée. La variation du RMSE montre une dépendance proportionnelle du facteur de multiplication m par rapport au nombre N d'étages du filtre. L'étude de l'effet des erreurs d'angle d'orientation et des erreurs de longueur sur le

train d'impulsions de sortie montre que sous des seuils spécifiques ces erreurs influencent principalement le niveau des amplitudes des sous-impulsions de sortie. Aussi, nous avons réussi à multiplier une fréquence de répétition des impulsions d'entrée de 20 GHz par un facteur de m = 2 pour obtenir une fréquence de répétition de sortie de 40 GHz par un filtre biréfringent dispersif de phase continue. En outre, la technique développée peut nous permettre la réalisation de formes de filtrage de phase arbitraires pour la PRRM, car les filtres biréfringents sont potentiellement reconfigurables pour cibler toute forme d'amplitude ou de phase. Cette question sera explorée dans un travail futur.

Bibliographie

1. T. Jannson and J. Jannson, "Temporal self-imaging effect in single-mode fibers," J. Opt. Soc. Am., vol. 71, pp. 1373–1376 (1981).
2. Papoulis, "Pulse compression, fiber communications, and diffraction: a unified approach," J. Opt. Soc. Am. A 11, 3-13 (1994).
3. J. Azaña and M. A. Muriel, "Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse 376 repetition rates," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 7(4), 728–744 (2001).
4. H. Chi, S. Hu, Y. Zhai, B. Yang, Z. Cao, J. Ou, and S. Yang, "Real-time discrete Fourier transformer with complex-valued outputs based on the inverse temporal Talbot effect," Opt. Express 28, 20543-20552 (2020).
5. J. Lukens, O. Odele, C. Langrock, M. Fejer, D. Leaird and A. Weiner, "Generation of biphoton correlation trains through spectral filtering," Opt. Express, vol. 22, pp. 9585-9596 (2014).
6. R. Maram, M. Seghilani, J. Jeon, X.-Z. Li, L. R. Cortés, J. van Howe, and J. Azaña, "Demonstration of input-to-output gain and temporal noise mitigation in a Talbot amplifier," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 30, no. 8, pp. 665-668 (2018).
7. R. Maram, L. R. Cortés, and José Azaña, "Sub-harmonic periodic pulse train recovery from aperiodic optical pulse sequences through dispersion-induced temporal self-imaging," Opt. Express 23, 3602-3613 (2015).
8. D. Pudo, M. Depa and L. R. Chen, "All-optical clock recovery using the temporal Talbot effect," in Optical Fiber Communication (OFC) Conference, Anaheim, USA, (2007).
9. J. M. Lukens, D. E. Leaird and A. M. Weiner, "A temporal cloak at telecommunication data rate," Nature, vol. 389 498, pp. 205–208 (2013).
10. R. Maram, J. Van Howe, M. Li, and J. Azaña, "Noiseless intensity amplification of repetitive signals by391 coherent addition using the temporal Talbot effect," Nat. Commun. 5, 5163 (2014).

11. J. Jeon, R. Maram, J. van Howe, and J. Azaña, "Programmable passive Talbot optical waveform amplifier," Opt. Express 26, 6872-6879 (2018).
12. J. Azaña and M. A. Muriel, "Technique for multiplying the repetition rates of periodic trains of pulses by means of a temporal self-imaging effect in chirped fiber gratings," Opt. Lett. 24, 1672-1674 (1999).
13. L. R. Cortes, R. Maram, H. G. de Chatellus, and J. Azaña, "Arbitrary Energy-Preserving Control of Optical 397 Pulse Trains and Frequency Combs through Generalized Talbot Effects," Laser Photonics Rev. 13(12), 1900176 (2019).
14. W. Luan, W. Seo, and D. Seo, "A 40 GHz Pulse Train Generation by Pulse Repetition-Rate Quadruplication Using a Fiber Fabry-Pérot Interferometer," Asia Optical Fiber Communication and Optoelectronic Exposition and Conference (2008).
15. K. Yiannopoulos, K. Vyrsokinos, E. Kehayas, N. Pleros, K. Vlachos, H. Avramopoulos, and G. Guekos, IEEE Photon. Technol. Lett. 15, 1294 (2003).
16. J. Caraquitena, Z. Jiang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, "Tunable pulse repetition-rate multiplication using phase-only line-by-line pulse shaping," Opt. Lett. 32, 716-718 (2007).
17. J. Caraquitena and J. Martí, "Dynamic spectral line-by-line pulse shaping by frequency comb shifting," Opt. Lett. 34, 2084-2086 (2009).
18. Y. Driouche, R. Hamdi, L. Graini, A. Halassi, and B-E Benkelfat, "Pulse rate multiplier based on the temporal Talbot effect in birefringent optical filters," J. Opt. Soc. Am. A 39, 682-689 (2022).
19. C. R. Fernández-Pousa, "On the structure of quadratic Gauss sums in the Talbot effect," Journal of the Optical Society of America A 34, 732–742 (2017).
20. J. Azaña and S. Gupta, "Complete family of periodic Talbot filters for pulse repetition rate multiplication," Opt. 412 Express 14, 4270-4279 (2006).
21. S. Kaushal and J. Azaña, "On-chip dispersive phase filters for optical processing of periodic signals," Opt. Lett.45, 4603–4606 (2020).
22. P. Ribeiro, M. Raposo, Optics, Photonics and Laser Technology, (Springer Nature Switzerland AG, p. 103-104. (2018).
23. R. Halassi, R. Hamdi, D. F. Bendimerad, B. E. Benkelfat, "A novel synthesis approach for birefringent filter having arbitrarily amplitude transmittances," Opt. Commun. 369, 12-17 (2016).
24. R. Hamdi, D. F. Bendimerad,B. E. Benkelfat, B.Vinouze,"Tuning of liquid-crystal birefringence using a square ac variable frequency voltage,"Journal of Optics, Institute of Physics (IOP).17 (10), pp.105703 (2015).
25. R. Hamdi , B. E.Benkelfat, Q. Zou, Y. Gottesman,"Bandwidth tuning of hybrid liquid-crystal Solc filters based on an optical cancelling technique," Optics Communications. 269, pp. 64–68 (2007).
26. J. Shi, X. Chen, Y. Chen, Y. Zhu, Y. Xia, Y. Chen, "Observation of Solc-like filter in periodically poled lithium niobate," Electron. Lett. 39, pp. 224– 225 (2003).

Chapitre 5

Mise en forme d'impulsion laser par des filtres biréfringents

---

5.1 Introduction

La mise en forme des impulsions optiques est hautement désirable pour un grand nombre d'applications [1-8]. Plusieurs techniques ont été développées afin de concevoir des façonneurs d'impulsions. Will et al [9,10] ont décrit un façonneur d'impulsions pour générer des impulsions rectangulaires à l'aide de cristaux biréfringents orientés chacune à un angle spécifié. Le retard de phase de chaque étage est contrôlé par un contrôleur de température. Dai et Yao ont proposé une technique pour obtenir une mise en forme arbitraire des impulsions en modulant uniquement l'intensité dans le domaine fréquentiel [11]. Thomas et al ont démontré un façonneur d'impulsions optiques programmable dans le temps mis en œuvre à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique à phase binaire [12]. Palushani et al ont proposé une technique basée sur la transformée de Fourier optique afin d'obtenir une impulsion rectangulaire souhaitée [13]. Dong et al ont décrit un façonneur d'impulsions utilisant un double Mach–Zehnder (M – Z) basé sur des résonateurs en anneau afin d'obtenir une mise en forme d'impulsion optique, où l'amplitude ou le changement de phase est obtenu en optimisant les paramètres de phase des deux M–Zs [14]. Gingras a développé une nouvelle technique pour générer une mise en forme arbitraire d'impulsion dans le régime THz à l'aide d'un guide d'ondes à plaques parallèles. Les techniques d'algorithme de conception sont ensuite utilisées pour obtenir la réponse souhaitée [15]. Récemment, Liu et al ont proposé un façonneur biréfringent basé sur le filtre de Solc pour obtenir des impulsions picosecondes de plusieurs formes. Ces formes sont obtenues en ajustant le retard de phase de chaque étage à π par contrôle de température, et l'angle de rotation de chaque étage autour de la valeur de l'angle de Solc [16].

Dans ce chapitre, nous proposons deux nouvelles méthodes pour la synthèse d'un simple façonneur d'impulsions laser biréfringent (Birefringent Laser Pulse Shaper, BLPS) capable de générer n'importe quel profil d'impulsion de sortie temporel désirable.

5.2 BLPS à l'aide de cristaux biréfringents identiques

5.2.1 BLPS Design

La figure 5.1 montre la structure du BLPS proposé. Il est constitué d'une série de N cristaux biréfringents identiques placés entre des polariseurs d'entrée et de sortie. Chaque cristal est orienté selon un angle φ_n par rapport à l'axe de transmission du polariseur d'entrée. Nous supposons que l'axe de transmission des polariseurs d'entrée et de sortie sont orienté parallèlement aux axes x et u, respectivement (voir Fig.5.1).

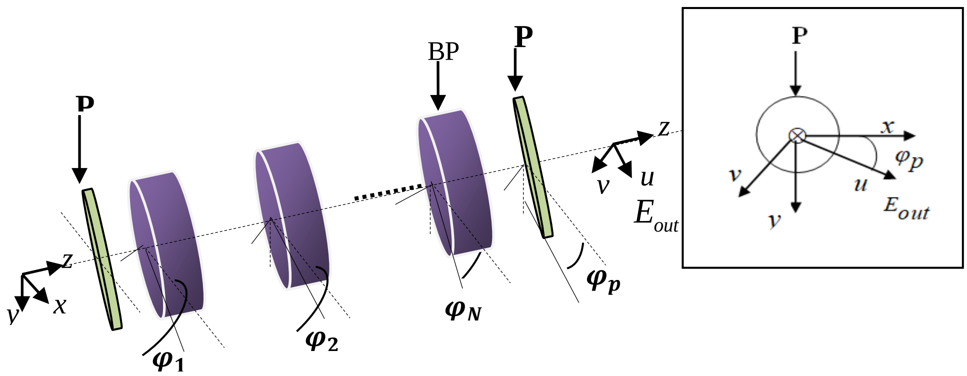


Fig. 5.1. Structure du N-cristal BLPS.

Le BLPS peut être considéré comme un système LTI avec une réponse impulsionnelle $h(t)$. Lorsque le champ électrique d'entrée est la fonction delta, le champ électrique à la sortie du BLPS exprimé dans le domaine temporel est donné par,

$$e_{out}(t) = h(t) = \sum_{k=0}^{N} C_k \delta(t - kT) = C_0 + C_1\delta(t-T) + ... + C_N\delta(t-NT) \quad (5.1)$$

Où T est le retard entre deux sous-impulsions successives et C_k sont les amplitudes des sous-impulsions à la sortie du façonneur. Le champ électrique de sortie $e_{out}(t)$ est lié au champ électrique d'entrée $e_{in}(t)$ par,

$$e_{out}(t) = e_{in}(t) * h(t) = \sum_{k=0}^{N} C_k e_{in}(t - kT) \quad (5.2)$$

où (*) désigne l'opération de convolution. Lorsque les expressions du champ électrique d'entrée $e_{in}(t)$ et du champ électrique de sortie cible idéal $g(t)$ sont données, la première étape consiste à optimiser les amplitudes C_k des sous-impulsions et le retard T en minimisant la fonction d'erreur entre le champ de sortie réel $e_{out}(t)$ et le champ de sortie idéal $g(t)$, tel que,

$$F_{err1} = \left\{ \frac{1}{M} \sum_{i=0}^{M} \left[e_{out}(t, C_k, T) - g(t) \right]^2 \right\}^{1/2} \tag{5.3}$$

Où M est le nombre de points de temps. Une fois les amplitudes C_k et la retard T du champ de sortie $e_{out}(t)$ sont obtenus, la deuxième étape consiste à déterminer les angles relatifs des N cristaux biréfringents. En référence à la Fig. 5.1, à la sortie du façonneur, le champ électrique E_{out} dans le domaine fréquentiel est décrit par [17],

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = PR(\varphi_P)\left\{R(-\varphi_N)M_N(\Gamma)R(\varphi_N)\right\}\ldots\left\{R(-\varphi_1)M_1(\Gamma)R(\varphi_1)\right\}P\begin{pmatrix} E_{in} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

avec $\varphi_n\,(n = 1, 2, \ldots, N)$ est l'angle absolu du l'étage n, et $\Gamma = \omega T$ représente le déphasage introduit par l'étage n, et ω est la pulsation.

$M = \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$, $n = 1, 2, \ldots N$, est la matrice biréfringente du l'étage n, $P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ est la matrice du polariseur. L'équation (5.4) peut s'écrire,

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = P\left\{R(\theta_P)M_N(\Gamma)\right\}\ldots\left\{R(\theta_2)M_1(\Gamma)\right\}R(\theta_1)\begin{pmatrix} E_{in} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.5}$$

avec $R(\delta) = \begin{pmatrix} \cos\delta & \sin\delta \\ -\sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix}$, est la matrice de rotation, $\delta = \varphi_p, \theta_p, \varphi_n, \theta_n$, avec θ_n est l'angle relatif, tel que,

$$\begin{aligned}
\theta_1 &= \varphi_1 \\
\theta_2 &= \varphi_2 - \varphi_1 \\
&\;\;. \\
&\;\;. \\
&\;\;. \\
\theta_N &= \varphi_N - \varphi_{N-1} \\
\theta_P &= \varphi_P - \varphi_N
\end{aligned}$$

L'équation (5.5) peut être réécrite sous la forme,

$$\begin{pmatrix} E_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_P e^{-i\Gamma} & \sin\theta_P \\ -\sin\theta_P e^{-i\Gamma} & \cos\theta_P \end{pmatrix} \prod_{n=2}^{N} \begin{pmatrix} \cos\theta_n e^{-i\Gamma} & \sin\theta_n \\ -\sin\theta_n e^{-i\Gamma} & \cos\theta_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{in}\cos\theta_1 \\ -E_{in}\sin\theta_1 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

On effectue le produit matriciel dans l'équation (5.6), on obtient le champ électrique en sortie du façonneur, tel que,

$$E_{out} = E_{in} \sum_{k=0}^{N} E_k e^{-ik\Gamma} = E_{in}(E_0 + E_1 e^{-i\Gamma} + ... + E_N e^{-iN\Gamma}) \quad (5.7)$$

où E_k sont des coefficients réels qui dépendent des angles relatifs $\theta_1, ...\theta_N, \theta_P$. Selon l'équation (5.7), le dernier coefficient E_N du terme $e^{-iN\Gamma}$ a la forme $E_N(\theta_1, ...\theta_N, \theta_P) = \cos(\theta_1).\cos(\theta_2)......\cos(\theta_{N-1}).\cos(\theta_N).\cos(\theta_P)$. En appliquant la transformée de Fourier inverse à l'équation (5.7), on obtient,

$$e_{out}(t) = e_{in}(t) * \sum_{k=0}^{N} E_k \delta(t - kT) = \sum_{k=0}^{N} E_k e_{in}(t - kT) \quad (5.8)$$

Comme on peut le voir dans l'équation (5.8), $e_{out}(t)$ a la même forme que l'équation (5.2). En combinant ces deux équations, on obtient,

$$\begin{cases} E_0\left(\theta_1, ...\theta_N, \theta_p\right) = C_0 \\ E_1\left(\theta_1, ...\theta_N, \theta_p\right) = C_1 \\ E_2\left(\theta_1, ...\theta_N, \theta_p\right) = C_2 \\ \quad . \\ \quad . \\ \quad . \\ E_N\left(\theta_1, ...\theta_N, \theta_p\right) = C_N \end{cases} \quad (5.9)$$

Le système décrit dans l'équation (5.9) peut être résolu par des algorithmes d'optimisation pour déterminer les valeurs d'angle relatives du BLPS, par exemple, la méthode d'optimisation Particle swarm Optimisation (PSO). Le PSO cherche l'ensemble optimal d'angles $\theta_{optimum} = [\theta_1, ...\theta_N, \theta_p]$ qui minimisent la fonction d'erreur entre les coefficients E_k

du champ de sortie $e_{out}(t)$ déduits du formalisme de Jones et les coefficients optimisés C_k du champ de sortie dérivé de la théorie LTI.

La fonction d'erreur est définie comme,

$$F_{err2} = \sqrt{\sum_{k=0}^{N} (E_k(\theta_1, \dots \theta_N, \theta_p) - C_k)^2} \tag{5.10}$$

5.2.2 Exemples de conception et discussion

Dans cette section, nous montrerons le potentiel de la méthode proposée en considérant les profils d'impulsions de sortie cibles symétriques et asymétriques. Le BLPS se compose d'une série de huit cristaux biréfringents de type YVO4, et nous supposons que l'impulsion d'entrée temporelle fonctionne à la longueur d'onde 532 nm. L'impulsion d'entrée a un profil sécant hyperbolique avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 6,5 ps avant d'entrer dans le BLPS. Choisissons d'abord une impulsion de sortie cible idéale $g(t)$ avec un profil temporel rectangulaire défini comme,

$$g(t) = \begin{cases} 1, & -15 < t < 15 \quad ps \\ 0, & \quad ailleurs. \end{cases} \tag{5.11}$$

Dans un but de comparaison avec les résultats de la littérature [16], on suppose que le retard temporel T introduit par chacun des cristaux biréfringents est fixé à 3,4 ps. Cette valeur de T assure un comportement demi-onde des cristaux biréfringents à la longueur d'onde de fonctionnement. Par l'équation (5.2), les amplitudes des sous-impulsions de sortie peuvent être obtenues par la méthode d'optimisation pour s'adapter exactement à la forme de sortie idéale prédéfinie de $g(t)$. En utilisant la procédure décrite ci-dessus, on obtient un système à (N+1) variables inconnues où N = 8. Le système d'équation est donné par,

$$\begin{cases} E_0\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=0.8254 \\ E_1\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=0.4226 \\ E_2\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=-0.3893 \\ E_3\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=0.6167 \\ E_4\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=0.9126 \\ E_5\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=0.6167 \\ E_6\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=-0.3893 \\ E_7\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=0.4226 \\ E_8\left(\theta_1,...\theta_N,\theta_p\right)=0.8254 \end{cases} \tag{5.12}$$

La résolution de ce système conduit à obtenir les valeurs optimales des paramètres opto-géométriques de BLPS. Le tableau 5.1 donne les paramètres obtenus par la nouvelle méthode de synthèse.

k	**Amplitudes C_k des sous-impulsions**	**n**	**Angles relatifs θ_n (degré)**
0	0.8254	1	14.26
1	0.4226	2	98.15
2	-0.3893	3	-90
3	0.6167	4	18.05
4	0.9126	5	-90
5	0.6167	6	-37.81
6	-0.3893	7	90
7	0.4226	8	-78.35
8	0.8254	p	-14.26

Tableau 5.1. Paramètres opto-géométriques du façonneur pour le profil rectangulaire obtenu par la nouvelle procédure de synthèse.

La figure 5.2 montre l'impulsion de sortie rectangulaire calculée (ligne bleue) à la sortie du façonneur biréfringent à la longueur d'onde de fonctionnement de 532 nm.

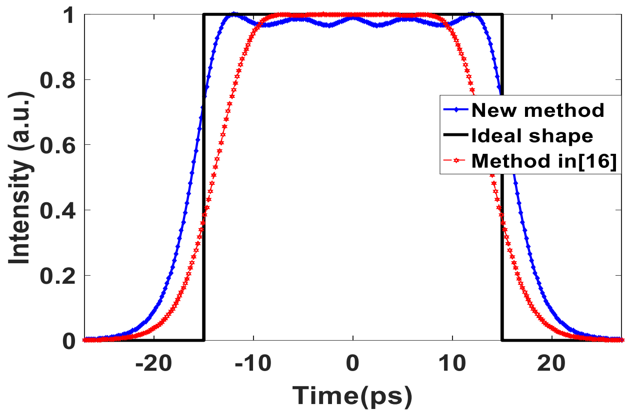


Fig. 5.2. Profil d'impulsion de sortie rectangulaire obtenue par la nouvelle méthode (Ref. [18], ligne bleue) et la méthode (Ref. [16], ligne rouge).

Comme on peut le voir, le profil d'impulsion de sortie calculé par la nouvelle méthode est en bon accord avec le profil d'impulsion cible rectangulaire idéal. Il est intéressant de noter que le profil de l'impulsion rectangulaire à la sortie du façonneur biréfringent est considéré comme une superposition de neuf sous-impulsions décalées les unes par rapport aux autres d'un retard temporel fixe de T = 3,4 ps. Afin d'obtenir un profil rectangulaire de haute qualité en réduisant les ondulations dans la région la platitude de l'impulsion. On peut soit utiliser une fonction objective adéquate dans la méthode d'optimisation pour localiser les régions de la forme cible où les ondulations doivent être minimisées, soit optimiser le retard entre les sous-impulsions à la sortie du BLPS. Comme deuxième exemple, nous considérons les profils en dents de scie et triangulaire comme des impulsions de sortie cibles. Les paramètres opto-géométriques pour les profils cibles sont présenté dans le tableau 5.2.

Dent de scie		**Triangulaire**	
Amplitudes C_k des sous-impulsions	**Angles relatifs θ_n (degré)**	**Amplitudes C_k des sous-impulsions**	**Angles relatifs θ_n (degré)**
0.8188	-35.57	0.0135	-13.78
0.4009	-90	-0.2508	90
-0.3825	-57.43	0.3780	-84.51
0.3872	91.46	0.2981	98.82
0.3037	89.99	-0.6295	90
-0.2991	-64.29	0.2981	52.48
0.2741	90	0.3780	90
0.2832	62.83	-0.2508	-61.31
0.0874	2.99	0.0135	-13.78

Tableau 5.2. Paramètres opto-géométrique du façonneur pour les profils en dents de scie et triangulaire.

La figure 5.3 montre les résultats calculés pour le profil d'impulsion de sortie en dents de scie (a) et le profil d'impulsion de sortie triangulaire (b) pour un façonneur biréfringent à huit étages.

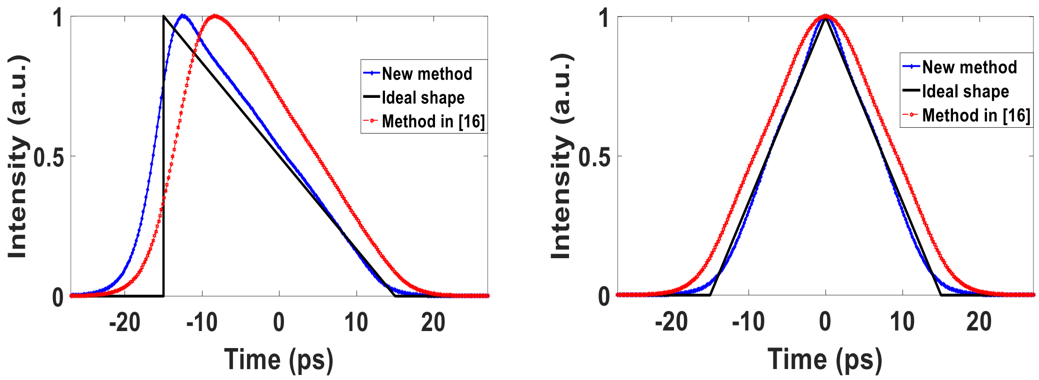


Fig. 5.3. Profils d'impulsions de sortie calculés par la nouvelle méthode de synthèse pour les profils en dents de scie (a) et triangulaire (b) utilisant un façonneur biréfringent à huit étages.

Bien que plusieurs méthodes de synthèse d'un façonneur biréfringent aient déjà été rapportés, ils sont principalement basés sur une méthode "trial-and-error" pour obtenir les angles de chaque étage et utilisent une commande externe pour régler le déphasage des cristaux. La caractéristique principale de la nouvelle méthode de synthèse est que les paramètres opto-géométriques de BLPS sont optimaux, et le BLPS est exécuté sans avoir besoin de contrôler les cristaux biréfringents. En effet, et comme le montrent les Fig. 5.2 et 5.3, avec seulement huit étages cristaux biréfringents, le BLPS proposé est rigoureusement capable de générer plusieurs profils optimaux sans avoir besoin d'un contrôle externe. Bien évidemment, afin d'obtenir de meilleurs résultats de profil de sortie, plus de cristaux biréfringents sont nécessaires. La figure 5.4 donne les courbes d'erreur quadratique moyenne (MSE) des formes de sortie déterminées par la nouvelle méthode et les formes cibles correspondantes pour différentes valeurs de N. Comme le montre la figure 5.4, le MSE atteint une valeur inférieure pour $N = 9$.

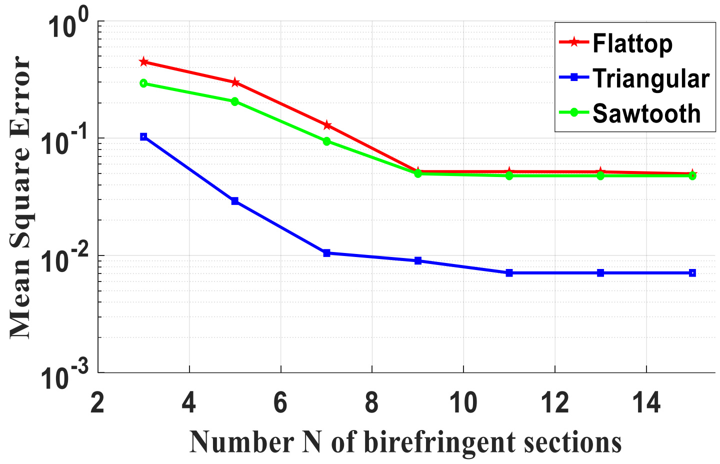


Fig. 5.4. Les Courbes de MSE pour différentes formes calculées par la nouvelle méthode de synthèse et les formes cibles correspondantes pour différentes valeurs de N.

Ce résultat peut être intuitivement compris en examinant les propriétés de mise en forme d'un seul étage de façonneur (figure 5.5). L'impulsion d'entrée est divisée en deux sous-impulsions à la sortie de la lame biréfringente (BP). Ces sous-impulsions subissent un retard temporel T en raison de l'indice de réfraction inégal de l'axe ordinaire et extraordinaire. Au niveau du polariseur de sortie, l'interférence des deux sous-impulsions aura lieu et le profil de sortie d'intensité sera formé. Il est évident que si le façonneur contient plusieurs cristaux biréfringents en cascade, le profil de sortie résultant peut être amélioré pour mieux s'adapter à la forme cible prédéfinie.

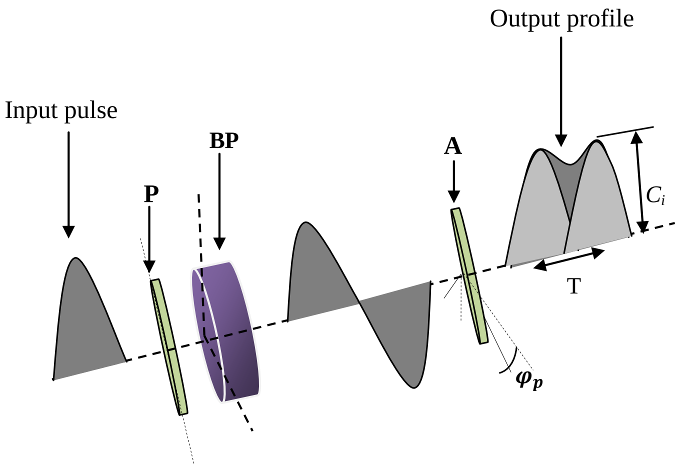


Fig. 5.5. Réponse d'un étage biréfringent placé entre deux polariseurs avec T le retard entre les deux sous-impulsions et Ci leurs amplitudes respectives.

Cependant, le nombre N d'étage biréfringents pourrait prendre une valeur plus faible si le retard entre deux impulsions successives était variable. Dans ce cas, le BLPS contiendra N étages biréfringents différents introduisant alors des retards temporels différents entre les 2^N

sous-impulsions de l'impulsion d'entrée. La procédure de synthèse sera toujours optimale sans avoir besoin d'un contrôle externe. D'autre part, on suppose que la forme et la durée des impulsions des sous-impulsions ne sont pas significativement affectées lors du passage à travers les étages biréfringents du BPLS. En effet, l'effet cumulatif de la dispersion de la vitesse de groupe du nombre fini d'étages cristaux biréfringents peut être négligé pour les matériaux biréfringents courants.

5.3 BLPS à l'aide de cristaux biréfringents non identiques

Cette section présente une nouvelle méthode de synthèse d'un dispositif de mise en forme biréfringent basé sur des cristaux non identiques. Le dispositif de mise en forme génère 2^N sous-impulsions pour produire n'importe quelle forme d'impulsion temporelle, ce qui est réalisé en optimisant l'amplitude de chaque sous-impulsion et le délai spécifique entre deux impulsions successives.

5.3.1 La procédure de synthèse

Dans le cas général de cristaux biréfringents non identiques à N étages, et selon le formalisme de Jones, la composante du champ électrique de sortie polarisé le long de l'axe de transmission de l'analyseur peut être décrite comme suit,

$$\begin{pmatrix} A_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = P_A R(\theta_p)\{R(-\theta_N)R(\eta_N)R(\theta_N)\}\ldots\{R(-\theta_1)R(\eta_1)R(\theta_1)\}P_x\begin{pmatrix} A_{in} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

ici, $P_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ et $P_A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ sont les matrices de Jones du polariseur et de l'analyseur,

respectivement, $R(\eta_i) = \begin{pmatrix} e^{j\eta_i/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\eta_i/2} \end{pmatrix}$, est la matrice de chaque lame biréfringente avec

$\eta_i = \omega T_i$ est le déphasage et ω est la pulsation.

$R(\varphi_i) = \begin{pmatrix} \cos\theta_i & \sin\theta_i \\ -\sin\theta_i & \cos\theta_i \end{pmatrix}$, est la matrice de rotation, dont l'angle absolu est θ_i.

Pour simplification, nous réécrivons l'équation (5.13) en termes d'angles relatifs φ_i au lieu de traiter les angles absolus θ_i, on notera que $\varphi_i = \theta_i - \theta_{i-1}$, et $\varphi_p = \theta_p - \theta_N$. L'équation (5.13) devient,

$$\begin{pmatrix} A_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = P_A\{R(\varphi_p)R(\eta_N)\}\{R(\varphi_N)R(\eta_{N-1})\}\ldots\{R(\varphi_2)R(\eta_1)\}R(\varphi_1)\begin{pmatrix} A_{in} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

La forme générale de l'équation (5.14) est donnée par,

$$\begin{pmatrix} A_{out} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi_p e^{-j\eta_N} & \sin\varphi_p \\ -\sin\varphi_p e^{-j\eta_N} & \cos\varphi_p \end{pmatrix} \prod_{i=2}^{N} \begin{pmatrix} \cos\varphi_i e^{-j\eta_{i-1}} & \sin\varphi_i \\ -\sin\varphi_i e^{-j\eta_{i-1}} & \cos\varphi_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{in}\cos\varphi_1 \\ -A_{in}\sin\varphi_1 \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

En appliquant le produit matriciel de l'équation (5.15), nous trouvons une forme de série exponentielle du champ électrique de sortie,

$$A_{out} = A_{in}\sum_{i=0}^{k} A_i e^{-j\Gamma_i} = A_{in}(A_0 + A_1 e^{-j\Gamma_1} + \ldots + A_k e^{-j\Gamma_k}) \quad (5.16)$$

où $k = 2^N - 1$, A_i sont des amplitudes réelles dépendant des angles relatifs, et Γ_i sont les nouveaux déphasages résultant d'une combinaison entre les déphasages introduits par chaque étage, qui sont arranger selon l'ordre des sous-impulsions de sortie.

En prenant la transformée de Fourier inverse de l'équation (5.16), nous obtenons le champ électrique de sortie temporel,

$$e_{out}(t) = e_{in}(t) * \sum_{i=0}^{k} A_i \delta(t - \Delta T_i) = \sum_{i=0}^{k} A_i e_{in}(t - \Delta T_i) \quad (5.17)$$

où (*) est le produit de convolution et ΔT_i sont les délais entre les sous-impulsions de sortie dépendant du délai introduit par chaque lame, avec $\Delta T_0 = 0$. Une fois le profil de sortie cible $s(t)$ est défini, A_i et ΔT_i peuvent être obtenus à l'aide de l'algorithme génétique.

5.3.2 Conception de façonneur, résultats et discussions

Pour le but de comparaison avec nos travaux précédents, le diagramme schématique présenté à la figure 5.6 correspond parfaitement à notre cas. La figure 5.6 illustre le cas de trois étages de biréfringents non identiques introduisant des déphasages différents $\eta_1 > \eta_2 > \eta_3$, placés entre un polariseur et un analyseur. L'intervalle de temps entre les sous-impulsions $T_1 > T_2 > T_3$ et leurs amplitudes dépendent de l'épaisseur et de l'orientation $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ de chaque étage. Le polariseur est parallèle à l'axe des x tandis que l'analyseur fait un angle θ_P avec lui.

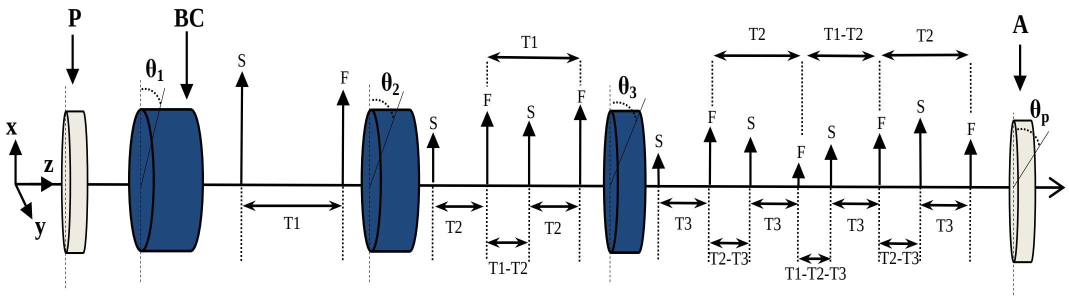


Fig. 5.6. Structure de trois étages biréfringents non identiques, F : Impulsion polarisée parallèlement à l'axe rapide du cristal, S : Impulsion polarisée parallèlement à l'axe lent du cristal, P : Polariseur, A : Analyseur.

Pour prouver la robustesse de notre nouvelle méthode de synthèse, nous avons choisi la même impulsion d'entrée temporelle que celle de notre travail précédent (section 5.2), qui a une forme $Sech^2$ avec une durée temporelle FWHM de 6,5 ps, fonctionnant à la longueur d'onde de 532 nm.

La figure 5.7 illustre les résultats obtenus par la nouvelle méthode de synthèse générant un profil d'impulsion parabolique avec une durée temporel de 30ps. Comme on peut le voir, l'impulsion de sortie correspondent parfaitement à la forme idéale. Au lieu d'utiliser huit étages de cristaux identiques comme dans (section 5.2), nous utilisons seulement trois étages de cristaux d'orthovanadate d'yttrium (YVO4) : 14.44, 6.82 et 5.53mm, orientés aux angles absolus optimaux -128.95°, 33.26°, et -107.69°, respectivement, l'angle absolu de l'analyseur étant de -68.93°.

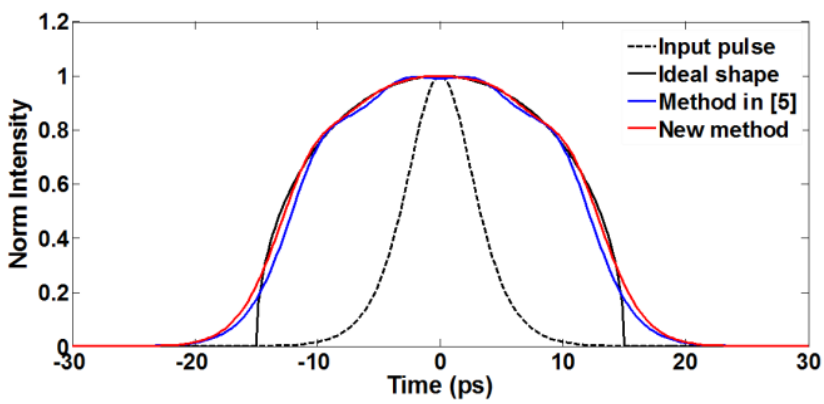


Fig. 5.7. Intensité normalisée du profil d'impulsion de sortie parabolique calculé par la nouvelle méthode de synthèse.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons présenté deux nouvelles méthodes pour synthèse un simple façonneur d'impulsions laser biréfringent. Ce façonneur est capable de générer des impulsions de sorties temporelles optimales prédéfinies. Dans la première méthode, Les amplitudes optimales des impulsions de sortie sont d'abord dérivées, puis les angles des cristaux biréfringents sont déduits par la résolution d'un système non linéaire. Le retard introduit par chacun des cristaux biréfringents est choisi de manière à assurer un comportement demi-onde des cristaux biréfringents à la longueur d'onde de fonctionnement. La méthode de synthèse est démontrée pour un façonneur d'impulsions laser biréfringentes à 8 étages avec trois profils d'impulsions de sortie symétriques et non symétriques sans avoir besoin d'un contrôle externe. Les résultats montrent un bon accord avec les profils d'impulsion cibles idéaux. Dans la deuxième méthode, le façonneur d'impulsions dépend des cristaux biréfringents non identiques. Cette deuxième méthode présente une amélioration significative en termes de nombre total d'étage et le degré de liberté dans la procédure de synthèse.

Bibliographie

1. Y. Liu, S.G. Park, andA.M. Weiner, "Terahertz waveform synthesis via optical pulse shaping," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2, pp. 709–718, (1996).
2. A.M. Weiner, "Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review," Opt. Commun, vol. 284, pp. 3669–3692, (2011).
3. K. Takahashi, Y. Yamasaki, T. Inoue, and T. Konishi, " Low-Loss Optical Nyquist Pulse Train Generation Using Nonauxiliary Wavelength Selective Switch in Communication Band, " IEEE Photonics J. 11, 1–9, (2019).
4. L. Sun, C. Wang, J. Du, C. Liang, W. Zhang, K. Xu, F. Zhang,and Z. He, "Dyadic probabilistic shaping of PAM-4 and PAM-8 for cost-effective VCSEL-MMF optical interconnection," IEEE Photonics J. 11, 1–1, (2019).
5. J. Yang, H. Zhong, S. Zhang, Y. Tang, and D. Fan," Cascade-Gain-Switching for Generating 3.5-μm Nanosecond Pulses from Monolithic Fiber Lasers, " IEEE Photonics J. 10, (2018).

6. C. Lu, X.Chen, C. Zhang, X.Wang, S. Li, and S. Zhang, "Controlling terahertz radiation in gas plasma with time-delayed laser pulses by the pulsing shaping technology," Optik, vol. 185, pp. 8-13, (2019).
7. R.Zhang, X. Tian, D. Zhou, D. Xu, Z. Zong, H. Li, M. Fan, N. Zhu, J. Su, Q. Zhu, and F. Jing, "Single-mode millijoule fiber laser system with high pulse shaping ability," Optik, vol. 157, , pp. 1087-1093, (2018).
8. L. Guo, S. Wang, G. Feng,and S. Zhou,"Influence of filter shape and bandwidth on noise-like pulse generation in all-normal-dispersion fiber lasers," Optik, vol. 172, pp. 531-539, (2018).
9. I. Will, G. Klemz, "Generation of flat-top picosecond pulses by coherent pulse stacking in a multicrystal birefringent filter," Opt. Express, vol. 16, pp. 14922-14937, (2008).
10. I. Will, "Generation of flat-top picosecond pulses by means of a two-stage birefringent filter," Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip, vol. 594, pp. 119–125, (2008).
11. Y. Dai and J. Yao, "Arbitrary pulse shaping based on intensity-only modulation in the frequency domain," Opt. Lett, vol. 33, pp. 390-392 (2008).
12. S. Thomas,A.Malacame, F. Fresi, L. Poti, A. Bogoni, and J. Azana, "Programmable fiber-based picosecond optical pulseshaper using time-domain binary phase-onlylinear filtering," Opt. Lett. vol. 34, pp. 545-392, (2009).
13. E. Palushani, L.K. Oxenløwe, M. Galili, H.C.H. Mulvad, A.T. Clausen, and P. Jeppesen, "Pulse shaping using the optical Fourier transform technique - For ultra-high-speed signal processing," 2nd IEEE LEOS Winter Top. WTM, pp. 272–273, (2009).
14. X. Dong, M. Liu, and W. Liu, "Optical pulse repetition rate multiplication and shaping using double-Mach-Zehnder-based ring resonator," Optik (Stuttg), vol. 127, pp. 1720–1723, (2016).
15. L. Gingras, F. Blanchard, and D.G. Cooke, "All-optical platform for THz pulse-shaping," Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, IRMMW-THz, (2016).
16. F. Liu, S. Huang, S. Si, G. Zhao, K. Liu, S. Zhang, "Generation of picosecond pulses with variable temporal profiles and linear polarization by coherent pulse stacking in a birefringent crystal shaper, " Opt. Express. vol. 27, pp. 1467-1478, (2019).
17. S.E. Harris, E.O. Ammann, I.C. Chang, "Optical network synthesis using birefringent crystals.* I. Synthesis of lossless networks of equal-length crystals," JOSA. vol. 54, pp. 1267–1279, (1964).

18. A. Halassi, Y. Driouche, R. Hamdi, and B-E Benkelfat, “Generalized temporal synthesis method for a birefringent laser pulse shaper,” J. Opt. Soc. Am. A 37, C15-C19 (2020)

Conclusion Générale

Le cadre présenté dans cette thèse décrit des nouvelles méthodes et fonctions tout optique pour contrôler la fréquence et la forme des impulsions optiques temporelles par des filtres biréfringents. Ils offrent une solution universelle pour des applications bien définit dans les transmissions optiques, tel que, la génération des spectres ultra-plats, la conversion de longueur d'onde, le démultiplexage, l'amplification programmable et la récupération d'horloges.

Dans ce contexte, nous avons exposé dans le premier chapitre les principales raisons pour réaliser le travail présenté dans cette thèse. Nous avons abordé les avantages et les applications concernant la mise en forme d'impulsion laser et la multiplication de fréquence d'un train d'impulsion laser par l'effet Talbot temporel. Dans le second chapitre, nous commençons par faire une étude approfondie sur l'effet Talbot temporel. Ensuite, Nous avons analysé par des simulations numériques deux techniques de multiplication utilisées précédemment, à phase continue et discrète. Dans le troisième chapitre, nous avons montré les modèles mathématiques et physiques élémentaires sur les structures biréfringentes, qui sont les outils de base utilisés dans cette thèse. Une partie a aussi été consacrée sur des méthodes de synthèse des filtres biréfringents de phase en préparation de notre contribution originale.

Dans le quatrième chapitre, nous avons proposé une nouvelle approche pour mettre en œuvre un multiplicateur de fréquence d'impulsion basé sur l'effet Talbot temporel en utilisant, pour la première fois à notre connaissance, un filtre optique biréfringent. Le filtre de phase (périodique ou continue) proposé contient des cristaux biréfringents hybrides à N étages placés entre un polariseur d'entrée et un analyseur. Un algorithme d'optimisation est utilisé pour déterminer les paramètres opto-géométriques du filtre.

Finalement, Dans le dernier chapitre, deux nouvelles méthodes ont été soumis pour la mise en forme d'impulsion laser par des filtres biréfringents. La première méthode de synthèse commence par la théorie des systèmes linéaires invariants dans le temps pour déterminer les

amplitudes optimales des impulsions au niveau du polariseur de sortie et le retard entre eux, puis il utilise le formalisme matriciel de Jones temporel pour obtenir l'angle de chaque étage biréfringent. Plusieurs exemples de profils d'impulsions de sortie prédéfinis sont donnés pour montrer le potentiel de la mise en forme d'impulsions laser biréfringentes proposée. La deuxième méthode est basée sur des cristaux biréfringents non identiques. Le dispositif de mise en forme génère 2^N sous-impulsions pour génère n'importe quelle forme d'impulsion temporelle, ce qui est réalisé en optimisant l'amplitude de chaque sous-impulsion et le délai spécifique entre chaque deux impulsions successives.

Dans ce qui suit, nous discutons brièvement plusieurs futures lignes de recherches potentielles considérées comme hautement pertinentes par l'auteur :

1. Dans le Chapitre 1, Nous avons montré l'importance d'obtenir des formes d'onde souhaitables pour des applications spécifiques. Pourtant, Il est susceptible d'obtenir des résultats plus précis et efficaces par les formes d'onde obtenues dans le travail effectué dans le chapitre 05. Les résultats obtenus sont très proches du cas idéal, cela nous permettre d'augmenter l'efficacité de la conversation de la longueur d'onde, la génération de spectre ultra plat et aussi le démultiplexage OTDM.

2. Dans le Chapitre 4, nous avons proposé une mise en œuvre d'une nouvelle approche de multiplication du taux de répétition d'impulsions impulsion basée sur des filtres biréfringents de phase. Cependant, il est souhaitable d'étudier l'effet Talbot spectral dans ce type de filtre afin de combiner les deux effets de Talbot pour contrôler et programmer le taux de répétition d'une source laser impulsionnelle à faible taux répétition. Aussi, Cette combinaison nous permettre de réaliser l'amplification d'un train d'impulsion périodique par les effets de Talbot inverse.

3. La technique de filtrage de phase-seule utilisée dans le Chapitre 4 peut également être appliquée à d'autres processeurs de signaux cruciaux, y compris des portes logiques. Les portes logiques sont des éléments fondamentaux dans les circuits de traitement numérique du signal. Dans la dernière décennie, un effort de recherche considérable a été investi pour construire des portes logiques optiques. Bien que beaucoup de portes optiques logiques aient été démontrées avec des vitesses des milliers de fois plus rapide que les meilleurs circuits électroniques, la puissance nécessaire pour la plupart des dispositifs proposés est d'environ un millier de fois plus élevée que leurs homologues électroniques. Les solutions proposées pour les portes logiques optiques sont beaucoup moins efficaces en matière de consommation d'énergie que les dispositifs électroniques à l'état de l'art actuel. Des arguments généraux de la thermodynamique montrent que fondamentalement, on devrait être en mesure de concevoir

une porte logique qui consomme une quantité d'énergie arbitrairement faible dite portes logiques "zéro-énergie". En particulier, plusieurs chercheurs ont récemment proposé qu'une porte "zéro énergie" pourrait être conçu à l'aide de l'optique. Malgré de nombreuses tentatives, la réalisation pratique d'une porte logique grande vitesse " zéro- énergie" est restée inaccessible. Dans le prolongement des fonctionnalités optiques pour le traitement des signaux de données optiques proposées dans cette thèse, nous envisageons la conception et la démonstration de portes logiques à zéro-énergie de commutation en utilisant des filtres biréfringents et agissant sur la phase-seule, un tel processus préserve intrinsèquement L'entière énergie du signal à l'entrée, se rapprochant ainsi du paradigme "zéro énergie". Le résultat de cette recherche de suivi pourrait représenter un nouveau changement de paradigme dans la conception de porte logiques pour mettre en œuvre des portes logiques optiques avec une consommation d'énergie considérablement réduite à des vitesses ultrahautes.

4. Dans le Chapitre 5, nous avons proposé deux nouvelles méthodes de synthèse pour la mise en forme d'impulsion laser. Cependant, le travail proposé est susceptible d'être réalisé expérimentalement afin d'étudier d'autres facteurs influençant les résultats, par exemple : la caractérisation des impulsions à la sortie du façonneur, l'atténuation subite par chaque étage biréfringent, les erreurs d'orientation, la dispersion de matériaux choisis et la forme d'onde d'entrée qui n'est pas purement gaussienne ou sécant hyperbolique.

Publications et communications

<u>Publications internationales</u>:

- **Youcef Driouche**, Rachid Hamdi, Leila Graini, Abderezzaq Halassi, and Badr-Eddine Benkelfat, "Pulse rate multiplier based on the temporal Talbot effect in birefringent optical filters," J. Opt. Soc. Am. A 39, 682-689 (2022).
- Abderezzaq Halassi, **Youcef Driouche**, Rachid Hamdi, and Badr-Eddine Benkelfat, "Generalized temporal synthesis method for a birefringent laser pulse shaper," J. Opt. Soc. Am. A 37, C15-C19 (2020).

<u>Communications national etinternationals:</u>

- **Youcef Driouche**, Rachid Hamdi, Leila Graini, Abderezzaq Halassi, and Badr-Eddine Benkelfat,"Temporal Talbot Effect in Birefringent Optical Filters for Multiplying Pulse Repetition Rates,"in 5th International Conference on Optics, Photonics and Lasers(OPAL' 2022), 18-20 May 2022, Adeje,Spain.
- **Youcef Driouche**, Rachid Hamdi, Leila Graini, Abderezzaq Halassi, and Badr-Eddine Benkelfat,"Birefringent Pulse Shaper Using Non-identical Crystals,"in 5th International Conference on Optics, Photonics and Lasers(OPAL' 2022), 18-20 May 2022, Adeje,Spain.
- **Youcef Driouche**, Rachid Hamdi, Leila Graini, Abderezzaq Halassi, "Temporal self-imaging using a continuous quadratic phase birefringent filter,"National Conference on Telecommunications and its Applications(CNTA'21), December 2021, Ain-Témouchent, Algeria.
- Abderezzaq Halassi,**Youcef Driouche**,Rachid Hamdi,and Badr-Eddine Benkelfat,"Synthesis method for birefringent shaper having arbitrarily output

pulse profiles,"Topical Meeting on OPTIcs and Applications to SUstainable Development « OPTISUD», 4-7 Sept. 2019 Carthage, Tunis, Tunisia.

- Rachid Hamdi, Abderezzaq Halassi, **Youcef Driouche**, and Badr-Eddine Benkelfat, "Solc-like birefringent filter structure : a versatile device to target a wide range of optical applications,"Topical Meeting on OPTIcs and Applications to SUstainable Development «OPTISUD», 4-7 Sept. 2019 Carthage, Tunis, Tunisia.